



# Application du contrôle par jets pulsés à un corps non profilé

Pierric Joseph

## ► To cite this version:

Pierric Joseph. Application du contrôle par jets pulsés à un corps non profilé. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Français. NNT: . pastel-00757966

**HAL Id: pastel-00757966**

**<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00757966>**

Submitted on 27 Nov 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THESE DE DOCTORAT DE  
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité

Mécanique des fluides

(ED 391 : Sciences mécaniques, acoustique, électronique & robotique de Paris)

Présentée par

M. JOSEPH Pierric

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Sujet de la thèse :

Application du contrôle par jets pulsés à un corps non profilé

Soutenue le 21 juin 2012

Devant le jury composé de :

<b>M. AIDER Jean-Luc</b>	Directeur de thèse
<b>M. AMANDOLESE Xavier</b>	Encadrant
<b>M. KEIRSBULCK Laurent</b>	Rapporteur
<b>M. KOURTA Azeddine</b>	Rapporteur
<b>M. AIRIAU Christophe</b>	Membre
<b>M. FULLANA José-Maria</b>	Membre
<b>M. GARNIER Eric</b>	Membre
<b>M. GRASSO Francesco</b>	Membre



**Institut AéroTechnique (IAT)**

15 rue Marat 78210 Saint-Cyr-l'Ecole

**Tél. : 01 30 45 00 09 ; Fax : 01 30 58 02 77****Application du contrôle par jets pulsés à un corps non profilé**

Ce manuscrit relate les travaux de recherche effectués dans le cadre du projet CARAVAJE (« Contrôle de l'AéRodynAmique externe des Véhicules Automobile par JETs pulsés »). L'objectif principal est de développer une stratégie de contrôle actif utilisable sur un véhicule de série, et répondant aux standards industriels. Dans le cadre de ce travail de thèse, différentes stratégies de contrôle par jets pulsés ont donc été testées sur un véhicule simplifié échelle réduite type corps de Ahmed, en utilisant des électrovannes et des actionneurs MEMS. Grâce aux électrovannes, des réductions de traînée entre 6% et 12% ont été obtenues pour diverses stratégies, et des liens ont été constatés avec l'évolution des pressions pariétales et les modifications du sillage. Des correspondances ont également été observées entre les fréquences naturelles présentes au niveau de la bulle de recirculation et les fréquences de contrôle les plus efficaces. Les actionneurs MEMS ont ensuite été caractérisés, et ont permis d'obtenir jusqu'à 9% de réduction de traînée sur la maquette à échelle réduite. Un système hybride MEMS / électrovannes a pour finir été utilisé sur un véhicule échelle 1 (Citroën C6), et ces micro-jets se sont avérés capables de modifier favorablement la répartition de pression sur la lunette du véhicule.

**Mots clés :** Contrôle actif, Corps de Ahmed, Jets pulsés, Actionneurs MEMS, Electrovannes, Véhicule échelle 1.

**Application of flow control by pulsed jets on a bluff body**

This manuscript describes the research conducted within the CARAVAJE project (« Contrôle de l'AéRodynAmique externe des Véhicules Automobile par JETs pulsés », i.e. control of the external aerodynamic of automotive vehicles by pulsed jets). The main objective is to develop a usable strategy for active control on a production car, in accordance with industry standards. As part of this thesis work, various control strategies using pulsed jets have been tested on a reduced scale simplified vehicle, the Ahmed body, using both classical solenoid actuators and MEMS actuators. With the solenoid valves, drag reductions between 6% and 12% were obtained for various strategies, and various links were found with the wall pressure evolutions and the wake modifications. Correspondences were also observed between the natural frequencies present in the recirculation bubble and the most effective control frequencies. MEMS actuators were then characterized, and drag reductions up to 9% have been obtained on the Ahmed body. A hybrid MEMS / solenoid system has finally been used on a full scale vehicle (Citroën C6), and the micro-jets have modified favorably the pressure distribution on the slant.

**Keywords:** Active control, Ahmed body, Pulsed jets, MEMS actuators, Solenoid valves, Full scale vehicle.





---

## REMERCIEMENTS

---



Mes premiers remerciements vont à mon encadrant, **Xavier Amandolèse**, et à mon directeur de thèse, **Jean-Luc Aider**. Mes discussions avec d'autres thésards m'ont permis de me rendre compte que ce n'était pas courant d'avoir des encadrants investis et dynamiques, et je vous remercie donc sincèrement pour m'avoir guidé et conseillé durant ces trois années.

Ensuite, même si je pense qu'il ne lira ça que dans quelques mois, j'aimerais également remercier **Yohann Nyirumulinga**. Tes conseils avisés de thésard vétéran m'ont été d'un grand secours, surtout lors des périodes de doutes. Je remercie également au passage **Christophe Noger** et **Clotilde Regardin** pour des raisons similaires.

Mes remerciements suivant vont à **l'ensemble du personnel de l'IAT** (SAMSIC inclus, je ne vous oublie pas). A des degrés divers, je crois qu'il n'y a personne qui ne m'ait pas dépanné avec un coup de fraise, un coup de pinceau, la référence qui va bien ou encore un conseil technique pertinent. Sachez que sans vous, ce travail de thèse aurait eu beaucoup de mal à aboutir. Je n'oublie pas non plus **le personnel de la Chaire d'Aérodynamique du CNAM**. Grâce à vous, l'art de la récupération et de l'emprunt n'a plus de secret pour moi.

Un grand merci également à ma future femme, **Anne-Lise Baudrion**, qui a accepté de se plier à mes horaires de thésard et autre « Nan je peux pas faut que je rédige ». Désolé de t'avoir utilisée comme cobaye pour toutes mes présentations. Merci également au reste de **ma famille et belle-famille** pour m'avoir encouragé et soutenu.

Enfin, j'aimerais remercier **Francesco Grasso**, directeur de l'IAT, pour m'avoir permis de mener ce travail dans les meilleures conditions et pour m'avoir donné l'opportunité de continuer à travailler dans ce domaine passionnant qu'est l'aérodynamique et le contrôle des écoulements.



---

## TABLE DES MATIERES

---



<b>Remerciements</b>	1
<b>Table des matières</b>	5
<b>Nomenclature</b>	9
<b>Introduction</b>	15
<b>Chapitre I : Contexte de l'étude</b>	23
1. La trainée aérodynamique	25
1.1. Définition et généralités	25
1.2. Le décollement	27
1.3. Méthodes de mesure	36
1.4. Le cas des automobiles	39
2. Le corps de Ahmed	42
2.1. Présentation et caractéristiques de base	42
2.2. Topologie moyenne de l'écoulement à 25°	45
2.3. Trainée du corps à 25°	50
2.4. Aspect instationnaire du sillage du corps à 25°	52
3. Contrôle des décollements	56
3.1. Le contrôle en mécanique des fluides	56
3.2. Le contrôle du décollement	57
3.3. Eléments complémentaires concernant le contrôle périodique du décollement	65
4. Contrôle sur corps de Ahmed	71
4.1. Contrôle du bulbe décollé	71
4.2. Contrôle des tourbillons longitudinaux	75
4.3.	76
4.4. Contrôle de la recirculation de culot	76
4.5. Contrôle combiné	78
4.6. Bilan sur les stratégies de contrôle	79
<b>Chapitre II : Etude de l'écoulement de référence</b>	81
1. Moyens et techniques de mesure	83
1.1. La soufflerie	83
1.2. maquette échelle 1/4	83
1.3. Moyens de mesure	85
2. Ecoulement de référence : maquette échelle 1/4	95
2.1. Caractérisation de l'écoulement incident	95
2.2. Mise en évidence d'un effet Reynolds	98
2.3. Topologie moyenne de l'écoulement	102



2.4. Mesures complémentaires dans la zone du décollement	107
2.5. Caractérisation instationnaire	111
3. Bilan de l'étude de l'écoulement de référence	121
<b>Chapitre III : Contrôle sur maquette échelle <math>\frac{1}{4}</math></b>	123
1. Présentation des dispositifs de contrôle	125
1.1. Système électrovannes	125
1.2. Système MEMS	127
1.3. Intégration dans la maquette	130
2. Contrôle par électrovannes	134
2.1. Caractérisation du système hors soufflerie	134
2.2. Stratégies de contrôle	139
2.3. Réductions de $C_x$	142
2.4. Effets sur les pressions pariétales	147
2.5. Bilan	150
2.6. Etude paramétrique : fente discontinue pavillon	152
2.7. Modifications de l'écoulement	157
3. Contrôle par MEMS	162
3.1. Caractérisation des actionneurs MEMS	162
3.2. Exploration du potentiel de réduction de trainée	167
3.3. Modification de l'écoulement	171
3.4. Comparaison énergétique MEMS / électrovannes	172
4. Contrôle sur Citroën C6	174
4.1. Présentation du dispositif expérimental	174
4.2. Ecoulement de référence	174
4.3. Contrôle de l'écoulement	177
<b>Conclusion</b>	181
<b>Références</b>	187
<b>Table des figures</b>	199
<b>Table des tableaux</b>	209

---

## NOMENCLATURE

---



$A_0$	Maître-couple de la maquette / du véhicule générique ( $m^2$ )
$C_B$	Contribution du culot à la trainée du corps de Ahmed
$C_i$	Coefficient aérodynamique générique
$C_K$	Contribution de la partie avant à la trainée du corps de Ahmed
$C_p$	Coefficient de pression
$C_{p0}$	Coefficient de pression sans contrôle
$C_{pC}$	Coefficient de pression avec contrôle
$C_{pi}$	Coefficient de perte de pression totale
$C_{piRMS}$	Ecart-type du coefficient de perte de pression totale
$C_R$	Contribution des frottements à la trainée du corps de Ahmed
$C_S$	Contribution de la lunette à la trainée du corps de Ahmed
$C_X$	Coefficient de trainée
$C_{X0}$	Coefficient de trainée sans contrôle
$C_{XC}$	Coefficient de trainée avec contrôle
$C_\mu$	Coefficient de quantité de mouvement
$d$	Longueur d'un orifice de soufflage (m)
$f$	Fréquence présente dans l'écoulement (Hz)
$\vec{F}_A$	Force aérodynamique (N)
$\vec{F}_f$	Force de frottement (N)
$F_i$	Composant quelconque de la force aérodynamique (N)
$f_j$	Fréquence de soufflage des jets (Hz)
$\vec{F}_p$	Force de pression (N)
$F_X$	Trainée aérodynamique (N)
$h_0$	Hauteur totale du corps de Ahmed (m)
$H_{BL}$	Facteur de forme de la couche limite
$h_C$	Hauteur du culot du corps de Ahmed (m)
$h_{C6}$	Hauteur totale de la Citroën C6 (m)
$h_D$	Hauteur liée au décollement (m, générique)
$h_L$	Hauteur de la lunette du corps de Ahmed (m)
$L, M, N$	Moments aérodynamique (N.m)
$L_0$	Longueur totale du corps de Ahmed / du véhicule générique (m)
$l_0$	Largeur du corps de Ahmed (m)
$L_{C6}$	Longueur totale de la Citroën C6 (m)
$L_i$	Longueur de référence générique (m)
$L_j$	Longueur de référence liée au système de contrôle (m, générique)
$L_L$	Longueur de la lunette du corps de Ahmed (m)

$L_R$	Longueur de la bulle de recirculation sur la lunette du corps de Ahmed (m)
$M_i$	Moment aérodynamique quelconque (N.m, générique)
$\vec{n}$	Vecteur normal à la paroi (générique)
$p$	Pression statique locale (Pa)
$p_0$	Pression statique dans l'écoulement non perturbé (Pa)
$P_{act}$	Puissance consommée par le système de contrôle (W)
$P_{cont}$	Puissance nécessaire à l'avancement – cas contrôlé (W)
$p_{DYN}$	Pression dynamique (Pa)
$P_{élec}$	Puissance électrique consommée par le système de contrôle (W)
$p_J$	Pression d'alimentation des actionneurs (bar / mbar)
$P_{pneu}$	Puissance pneumatique injectée par le système de contrôle (W)
$P_{réf}$	Puissance nécessaire à l'avancement sans contrôle (W)
$p_T$	Pression totale locale (Pa)
$p_{T0}$	Pression totale dans l'écoulement non perturbé (Pa)
$R$	Rapport de vitesse
$Re$	Nombre de Reynolds
$S_j$	Surface de référence liée au système de contrôle (m, générique)
$S_{réf}$	Surface de référence liée au $C_\mu$ (m <sup>2</sup> , générique)
$St$	Nombre de Strouhal (générique)
$St_A$	Nombre de Strouhal basé sur la racine carrée du maître-couple
$St_{C6}$	Nombre de Strouhal basé sur la hauteur de la Citroën C6
$St_H$	Nombre de Strouhal basé sur la hauteur du culot du corps de Ahmed
$St_j$	Fréquence de contrôle adimensionnée – Corps de Ahmed
$St_{jC6}$	Fréquence de contrôle adimensionnée – Citroën C6
$St_R$	Nombre de Strouhal basé sur la longueur de recollement
$St_U$	Nombre de Strouhal basé sur la hauteur de la lunette
$St_\theta$	Nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur locale de quantité de mouvement
$S_U$	Spectre de puissance – écoulement (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ou Pa <sup>2</sup> )
$S_{Uj}$	Spectre de puissance – jets (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )
$\vec{t}$	Vecteur tangent à la paroi (générique)
$T_0$	Temps d'émission d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz (s)
$T_B$	Temps de soufflage sur une période de forçage (s)
$T_E$	Période de forçage (s)
$\bar{U}$	Vitesse moyenne dans la couche cisailée (m/s)
$u, v, w$	Composante locale du vecteur vitesse selon X, Y et Z (m/s)
$U_0$	Vitesse de l'écoulement non perturbé (m/s)

$U_j$	Vitesse de soufflage des jets (m/s)
$\overline{U_j}$	Vitesse moyenne de soufflage des jets (m/s)
$U_{\max}$	Vitesse maximum dans la couche cisailée (m/s)
$U_{\min}$	Vitesse minimum dans la couche cisailée (m/s)
$U_s$	Vitesse au point de décollement (m/s)
$X, Y, Z$	Repère aérodynamique utilisé dans l'étude
$X_s$	Axe locale colinéaire à la lunette
$Z_0$	Position verticale moyenne de la couche de cisaillement (m)
$\alpha$	Angle de la lunette du corps de Ahmed (°)
$\delta$	Epaisseur de couche limite (m)
$\delta^*$	Epaisseur de déplacement de la couche limite (m)
$\Delta C_p$	Variation du coefficient de pression (%)
$\Delta C_{pi}$	Variation du coefficient de perte de pression totale
$\Delta C_x$	Variation du coefficient de traînée (%)
$\eta$	Rendement du système de contrôle
$\theta$	Epaisseur de vorticité de la couche cisailée (m)
$\lambda$	Ecartement des jets (m)
$\mu$	Viscosité dynamique de l'air ambiant (N.s/m <sup>2</sup> )
$\rho$	Masse volumique de l'air ambiant (kg/m <sup>3</sup> )
$\sigma$	Surface de référence (m <sup>2</sup> , générique)
$\Sigma$	Section de sortie du tube de courant (m <sup>2</sup> , générique)
$\sigma_u$	Ecart-type de la composante longitudinale de la vitesse de l'écoulement (m/s)
$\sigma_{Uj}$	Ecart-type de la vitesse de jet (m/s)
$\sigma_w$	Ecart-type de la composante transversale de la vitesse de l'écoulement (m/s)
$\overline{\tau_\mu}$	Tenseur des contraintes visqueuses
$\overline{\tau_t}$	Tenseur des contraintes turbulentes
$\tau_u$	Taux de turbulence longitudinal (%)
$\tau_w$	Taux de turbulence transversal (%)



---

## INTRODUCTION

---





En ce début de XXI<sup>ème</sup>, notre société se retrouve avec de nombreux défis à relever. Deux d'entre eux, et non des moindres, sont le réchauffement du climat et la raréfaction des ressources pétrolières.

Concernant le réchauffement tout d'abord, force est de constater que les débats d'experts ne portent plus sur son existence, mais plutôt sur quel sera son intensité [1]. Même si certains en doutent encore, les changements subits par notre écosystème sont trop importants pour être ignorés. La Figure 1, présentant l'évolution de la banquise arctique, en est le parfait exemple. Elle permet également de voir que le phénomène va en s'accéléralant.

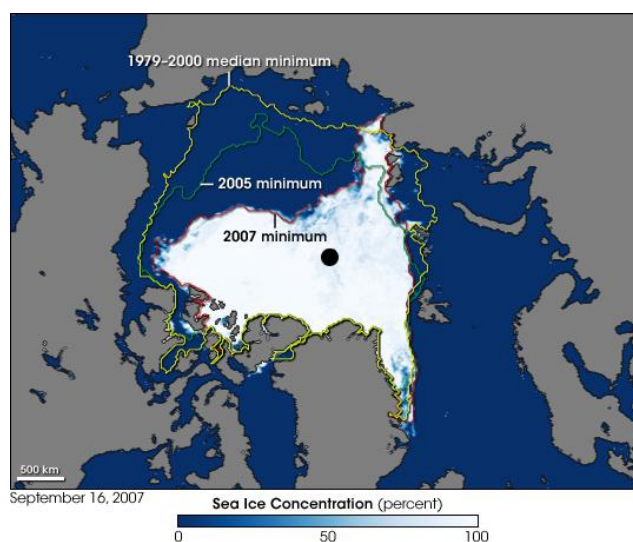


Figure 1 : Evolution de la banquise entre 1979 et 2007 (document NASA)

Les causes de ce réchauffement semblent en grande partie (si ce n'est pas totalement) dues à l'homme : l'augmentation de la température observée depuis le milieu du XX<sup>ème</sup> siècle va en effet de pair avec une augmentation de la concentration atmosphérique en gaz à effet de serre, de plus de 70% entre 1970 et 2004 [1]. Parmi ces gaz à effet de serre se trouve le dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>), dont la production est principalement due à l'utilisation de combustibles fossiles par l'activité humaine.

En s'intéressant à la facture énergétique globale de la France en 2010 [2], on peut voir que le secteur des transports engloutit plus de 30% de l'énergie tous secteurs confondus, et que cette énergie provient presque en totalité (plus de 90%) de combustibles fossiles. La Figure 2 montre également que les transports routiers représentent 80% de la consommation énergétique des transports, et constituent donc un des plus gros émetteurs de CO<sub>2</sub>.

Ceci conduit au second problème : les combustibles fossiles sont en voie de raréfaction. L'Institut Français du Pétrole (IFP) estimait en 2006 les réserves de pétrole à 41 années au rythme de consommation actuel [3], le problème du « Peak Oil » est donc pris de plus en plus au sérieux. Cependant, le secteur des transports routiers est encore aujourd'hui massivement dépendant du pétrole, malgré la timide percée des véhicules hybrides et électriques. En attendant que ces nouvelles solutions de déplacement soient pleinement utilisables à grandes échelles, il convient donc de réduire cette dépendance à « l'or noir ».

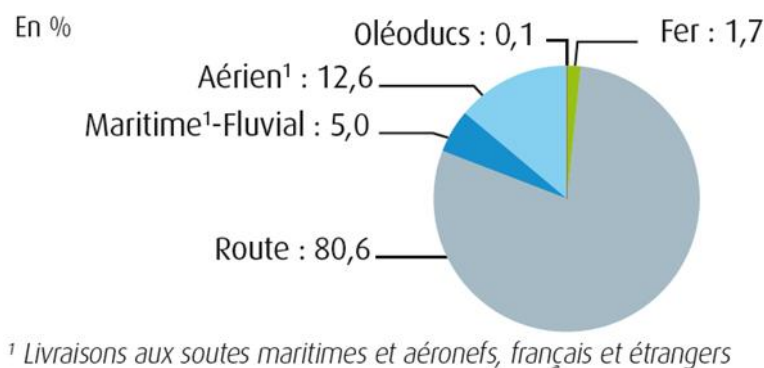


Figure 2 : Consommations d'énergie fossile et électrique par mode en 2009 [2]

Les transports routiers, et notamment les véhicules particuliers, sont donc au centre des deux grands défis lancés à notre société : ils sont en effet parmi les plus gros producteurs de gaz à effet de serre, mais également les plus gros consommateurs de pétrole.

En parallèle du développement de véhicules à énergie « propre », la réduction de la consommation des véhicules actuels apparaît donc comme une nécessité. Des initiatives sont prises partout dans le monde, et des projets regroupant laboratoires et industriels sont lancés. Les travaux présentés dans ce mémoire s'inscrivent dans ce contexte et en particulier dans le cadre d'un projet de recherche de grande ampleur dénommé CARAVAJE (pour « Contrôle de l'AéRodynAmique externe des Véhicules Automobile par JEts pulsés »), impliquant notamment les deux constructeurs automobiles français. Ce projet entend s'attaquer, en contrôlant l'écoulement, à une des principales sources de consommation énergétique des automobiles : la résistance de l'air à l'avancement du véhicule, c'est-à-dire la trainée aérodynamique automobile.

Dans le cas d'une automobile particulière classique, la consommation de carburant et les émissions de polluants découlent principalement de la création d'énergie mécanique via le groupe motopropulseur afin de vaincre la résistance à l'avancement. En considérant le cas d'un roulage sur une route horizontale à vitesse stabilisée, la résistance à l'avancement peut se décomposer en deux parties : la résistance au roulement due aux pneumatiques, et la trainée aérodynamique. Ces deux contributions ne sont pas égales, et au fur et à mesure que la vitesse de déplacement augmente, la part de la trainée aérodynamique s'accroît. La Figure 3 présente par exemple l'évolution de ces deux composantes pour un véhicule standard (Masse 900 kg, Surface frontale 1.9 m<sup>2</sup> et C<sub>x</sub> 0.35). A partir d'environ 60 km/h, la trainée aérodynamique devient supérieure à la résistance au roulement, pour devenir majoritaire aux vitesses de déplacement usuelles sur route (entre 90 et 130 km/h). Afin de lutter contre la pollution et réduire la consommation en carburant, la réduction de la trainée aérodynamique apparaît donc comme un axe de travail pertinent.

D'après les données des constructeurs, pour un véhicule du segment M1, type Citroën Picasso ou Renault Scénic, en trajet autoroutier à 120 km/h, une réduction de trainée de 20% induirait directement une baisse de la consommation en carburant d'environ 1.4 l aux 100 km, soit une réduction de CO<sub>2</sub> d'environ 16 g/km [4]. Pour l'année 2010 par exemple, 168 milliards de kilomètres ont été parcourus sur le seul réseau autoroutier français [2]. Une réduction de 20% de la trainée aérodynamique représenterait donc la bagatelle d'une économie globale de 2.4 milliards de litres de carburant, et empêcherait l'émission de plus de 2.7 millions de tonnes de CO<sub>2</sub>.

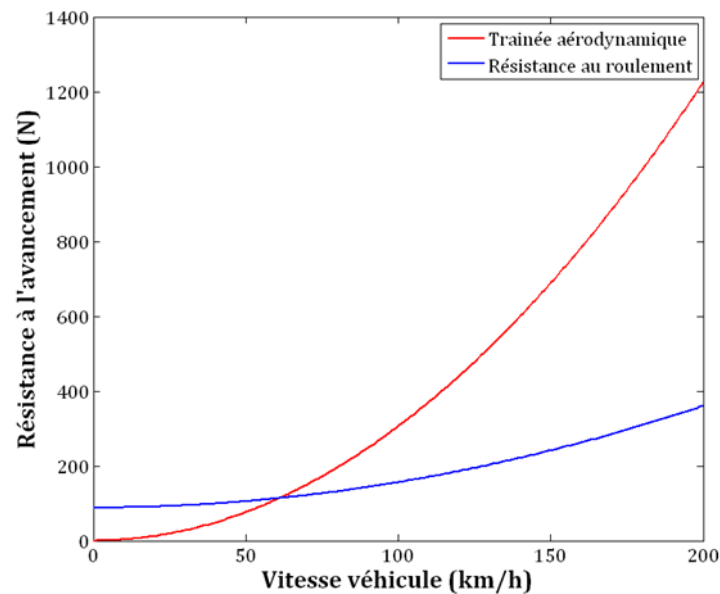


Figure 3 : Evolution des composantes de la résistance à l'avancement en fonction de la vitesse de roulage

Comme il sera exposé dans le premier chapitre de ce manuscrit, plusieurs moyens permettent de diminuer la trainée aérodynamique d'une automobile. La méthode la plus couramment appliquée par les constructeurs consiste à optimiser les formes d'un véhicule ou alors à les corriger via différents artifices plus ou moins disgracieux. La forme des automobiles est cependant fortement contrainte par des impératifs de sécurité, mais également de « design », qui priment la plupart du temps sur les recommandations des aérodynamiciens. Associées aux exigences toujours plus grandes en termes de consommation et d'émissions de polluants, les méthodes classiques d'optimisation de forme semblent donc arriver au bout de leurs possibilités. Ceci poussent donc les manufacturiers à s'engager dans d'autres voies innovantes, tel que le contrôle actif d'écoulements, qui devrait permettre de continuer à optimiser l'aérodynamique tout en surmontant les contraintes de forme.

Les méthodes de contrôle actif ont ceci de particulier qu'elles utilisent une source d'énergie pour modifier l'aérodynamique des véhicules. Les solutions techniques utilisées peuvent alors être relativement discrètes, comme par exemple des appendices escamotables ou encore des jets d'air tels que ceux mis en œuvre dans cette étude. Ce côté « actif » permet également à ces solutions de contrôle de s'adapter aux conditions de roulage, permettant ainsi d'envisager des performances supérieures aux solutions passives. Malgré ces différents avantages, très peu de solutions de contrôle actif ont passé le cap de l'industrialisation et du déploiement sur véhicule de série. Différents verrous restent en effet à forcer dans le cadre du développement de tels systèmes, touchant aussi bien à la connaissance instationnaire des écoulements à contrôler, aux mécanismes d'interaction et de contrôle mis en jeu, à leur optimisation dans l'objectif de réduire la trainée, mais également à la disponibilité d'actionneurs adaptés et peu gourmands en énergie, répondant à des standards industriels en vue d'une implantation sur véhicule de série.

Le projet CARAVAJE s'inscrit donc dans ce contexte général, avec pour objectif principal de valider des stratégies de contrôle par jets pulsés basées sur une bonne compréhension des différents mécanismes mis en jeu. Soutenu par l'ADEME (Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie), ce projet regroupe des partenaires industriels et académiques d'horizons

variés pouvant contribuer à la mise au point d'une solution de contrôle actif réaliste en vue d'une application sur véhicule de série (voir Figure 4).



Figure 4 : Partenaires du projet CARAVAJE

Pour répondre à cet objectif global, un certain nombre de choix concrets ont été faits en début de projet :

- L'étude et l'optimisation des stratégies de contrôle seront effectuées sur une maquette simplifiée d'automobile, le corps de Ahmed, via une triple approche expérimentale, numérique et théorique. Le cas particulier du corps à  $25^\circ$  a ainsi été choisi, afin de pouvoir travailler plus spécifiquement sur le contrôle du bulbe décollé de lunette.
- La solution de contrôle actif par jets pulsés est retenue, et des micro-actionneurs à technologie MEMS seront développés afin de correspondre au cahier des charges des constructeurs automobiles.
- Cette solution de contrôle sera tout d'abord validée sur maquette simplifiée à échelle réduite, puis échelle 1, et enfin sur un véhicule réel.

Le travail de thèse relaté dans ce manuscrit s'inscrit donc dans le cadre du projet CARAVAJE, et est également lié aux tâches pilotées par l'Institut AéroTechnique du CNAM dans le cadre de ce projet ambitieux :

- **Caractériser le sillage moyen et instationnaire autour du corps de Ahmed échelle réduite.** Afin de mettre en place des stratégies de contrôle pertinentes, il est en effet nécessaire de comprendre les différents mécanismes du sillage générateurs de trainée. La connaissance des différentes instabilités présentes dans l'écoulement, sur lesquelles pourrait s'appuyer les stratégies de contrôle, est également importante.
- **Tester et valider l'efficacité de solutions de contrôle par jets pulsés sur le corps échelle réduite.** Cet objectif consiste en premier lieu à déterminer les meilleurs paramètres fluidiques et géométriques dans l'objectif du contrôle du bulbe décollé à l'aide d'actionneurs MEMS. Une attention particulière doit être portée au rendement énergétique de la solution de contrôle, car c'est un critère essentiel en vue d'une application industrielle.
- **Etudier les effets d'échelle, et valider la solution de contrôle sur un corps simplifié échelle « automobile ».** Afin de valider le déploiement de la solution de contrôle par micro-jets sur un véhicule réel, il était initialement prévu que celle-ci soit testée sur un corps de Ahmed « échelle automobile ». L'idée était de caractériser l'évolution des

caractéristiques moyennes et instationnaires de l'écoulement lors d'un changement d'échelle, et d'ajuster en conséquence les paramètres du contrôle afin d'obtenir une stratégie viable pour une automobile de série.

Au cours du projet, un certain nombre de tâches annexes se sont également avérées nécessaires, et certains objectifs ont dû être abandonnés :

- Un gros travail de conception et d'ingénierie a tout d'abord été nécessaire afin de concevoir un banc d'essais permettant d'utiliser la maquette échelle réduite dans la soufflerie échelle 1 prévue pour ce projet. Un faux plancher a ainsi été dimensionné et validé afin de limiter la couche limite de l'écoulement incident, et un robot explorateur a également été spécifiquement conçu afin de mettre en œuvre les mesures nécessaires à ce travail de recherche.
- Un système complet de contrôle basé sur des électrovannes a été développé en amont de celui basé sur les actionneurs MEMS. L'objectif était de valider certaines stratégies de contrôle afin d'affiner le cahier des charges des actionneurs de technologie MEMS.
- Enfin, les différents essais réalisés sur le corps de Ahmed échelle « automobile » ont révélé que la topologie moyenne de l'écoulement n'était pas adaptée au contrôle du bulbe décollé de lunette. Celui-ci est en effet quasi-inexistant aux nombres de Reynolds qui permettraient une étude précise de l'impact du contrôle sur la mesure de trainée [5]. Il a donc été décidé d'abandonner les travaux prévus sur ce corps générique « échelle 1 » et de valider directement les stratégies de contrôle sur une Citroën C6.

Ce manuscrit de thèse retrace donc les différents travaux effectués. Il se structure en trois chapitres :

- **Le Chapitre I** présente tout d'abord le contexte de l'étude. Il fournit différents éléments permettant de comprendre l'origine de la trainée aérodynamique, tout d'abord d'une manière générale, puis pour le cas particulier de l'automobile. Il explique ensuite dans quelle mesure le corps de Ahmed est une géométrie d'étude reproduisant de manière satisfaisante les écoulements de sillage automobile et est donc adapté aux études de contrôle. Un état de l'art des connaissances stationnaires et instationnaires de l'écoulement autour de ce corps est ensuite effectué. La deuxième partie de ce premier chapitre introduit également la notion de contrôle d'écoulement, d'une manière générale pour commencer, puis en s'attardant sur le contrôle actif par jets qui est la méthode retenue dans le cadre du projet. Un état de l'art détaillé des différentes études de contrôle appliquées au corps de Ahmed clôt ce chapitre.
- **Le Chapitre II** est consacré à l'étude de l'écoulement de référence autour du corps de Ahmed à  $25^\circ$ , connaissances nécessaires à la mise en place de stratégies de contrôle adaptées. Il débute par une présentation du montage expérimental et des moyens de mesure, avant d'introduire plusieurs résultats stationnaires et instationnaires. Après avoir caractérisé l'écoulement incident, différentes propriétés moyennes de l'écoulement (coefficient de trainée, répartition de pression...) sont présentées et confrontées à des résultats bibliographiques. Une attention particulière est donnée à l'étude du bulbe décollé de lunette, qui est la cible principale de la stratégie de contrôle retenue par le projet. Compte tenu de l'aspect périodique du système de contrôle choisi, l'étude des propriétés instationnaires du sillage est également détaillée. Plusieurs signatures caractéristiques du

sillage sont ainsi identifiées, participant à l'enrichissement des connaissances dans ce domaine.

- **Le Chapitre III** est consacré aux résultats de contrôle. Il présente tout d'abord en détail les différents systèmes de contrôle utilisés ainsi que leurs performances hors écoulement. Les résultats de l'étude utilisant le système à base d'électrovannes sont ensuite présentés, en s'intéressant aux réductions de trainée et en faisant le lien avec les modifications induites sur le chargement de pression et le sillage. La partie suivante présente alors les résultats obtenus avec les actionneurs MEMS développés par la société Flowdit, principalement sur la maquette de Ahmed à échelle réduite mais également lors d'essais réalisés sur une Citroën C6 grâce à un système hybride.

A l'issue de ces trois Chapitres, plusieurs perspectives sont exposées et montrent que, même si du chemin reste encore à parcourir, le contrôle actif par jets pulsés est une solution viable en vue d'une application industrielle.

---

# Chapitre I :

## CONTEXTE DE L'ETUDE

---





# 1. LA TRAINEE AERODYNAMIQUE

Cette première partie va rappeler quelques concepts de base nécessaires à la suite de l'étude. Ces rappels concernent tout d'abord la traînée aérodynamique d'une manière générale, puis s'attardent sur le cas des corps mal profilés et des décollements. Les liens entre décollement et traînée sont ensuite explicités, et le cas de l'automobile est ensuite évoqué au travers de ses particularités par rapport à des corps plus académiques. Il est pour finir expliqué comment l'étude de ces écoulements complexes peut être facilitée par l'usage de corps de référence.

## 1.1. DEFINITION ET GENERALITES

Soit un corps en mouvement complètement immergé dans un fluide visqueux initialement au repos. Ce corps se déplace à la vitesse  $\vec{U}_0$ . Le mouvement relatif du fluide exerce sur ce corps des actions de contact dont la résultante, pour le cas des écoulements d'air, est une force aérodynamique ( $\vec{F}_A$ ). On fait ici l'hypothèse que cette force est la même lorsque le fluide est mis en mouvement à la vitesse  $\vec{U}_0$  autour du corps immobile. Cette force aérodynamique peut être divisée en deux composantes, une force de frottement ( $\vec{F}_f$ ) et une force de pression ( $\vec{F}_p$ ). La force de frottement est la résultante des contraintes tangentielles à la paroi, dues aux effets de viscosité et de turbulence. La force de pression est la résultante des contraintes normales de pression sur l'ensemble de la surface du corps (voir Figure 5).

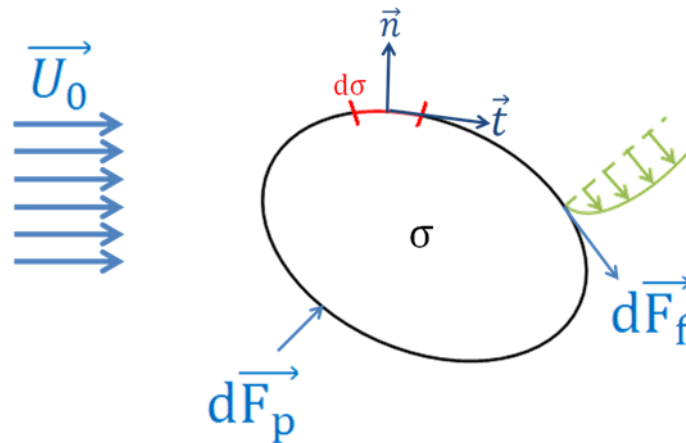


Figure 5 : Efforts sur un solide plongé dans un écoulement

En désignant  $\sigma$  la surface du corps et  $d\sigma$  un petit élément de surface avec respectivement  $d\vec{F}_p$  et  $d\vec{F}_f$  les forces élémentaires appliquées sur ce petit élément, ainsi que  $\vec{n}$  et  $\vec{t}$  les vecteurs normaux et tangentiels à cet élément, la force aérodynamique peut s'exprimer analytiquement de la manière suivante :

$$\vec{F}_A = \vec{F}_f + \vec{F}_p = \int_{\sigma} (\overline{\tau}_\mu + \overline{\tau}_t) \cdot \vec{t} \cdot d\sigma - \int_{\sigma} (p - p_0) \cdot \vec{n} \cdot d\sigma \quad (1)$$

Les tenseurs  $\overline{\tau}_\mu$  et  $\overline{\tau}_t$  représentent les contraintes visqueuses et turbulentes responsables du frottement, et  $p$  est la pression statique en paroi sur l'élément  $d\sigma$  considéré.

En aérodynamique automobile, la réduction des efforts générés par l'écoulement est effectuée au centre de gravité G du véhicule en considérant un trièdre de référence lié au véhicule étudié. Ce repère « véhicule » est défini de la façon suivante : X dans le sens et la direction de l'écoulement relatif, Y « droite sens pilote » et Z orienté vers le haut (voir Figure 6). La projection de la résultante des efforts et du moment résultant sur le trièdre considéré permet ainsi de définir trois forces (positives dans le sens positif des axes) et trois moments (positifs selon les conventions définies Figure 6).

La projection de la résultante des efforts selon X correspond à la trainée aérodynamique : c'est la force qui s'oppose directement au mouvement. Les projections selon Z et Y sont respectivement dénommées portance et force latérale. Les trois moments sont quant à eux appelés respectivement L (roulis), M (tangage) et N (lacet).

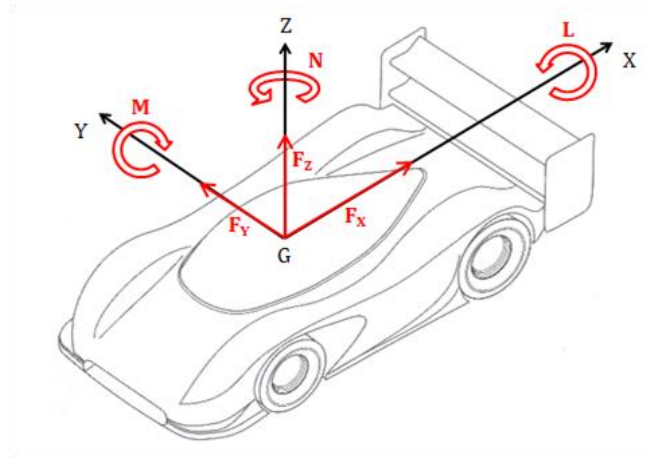


Figure 6 : Torseur aérodynamique et repère associé (inspiré de Katz [6])

Remarque : en soufflerie automobile, la réduction des efforts est effectuée en considérant un trièdre de référence lié soit à l'écoulement relatif (on parle alors de repère « vent »), soit lié au véhicule étudié (on parle alors de repère « maquette »). Pour le cas d'un véhicule « aligné » par rapport à la direction de l'écoulement (on parle de véhicule à dérapage nul), repère vent et repère maquette sont confondus. C'est le cas dans cette étude pour laquelle la trainée est étudiée à dérapage nul.

Pour chacune des composantes du torseur aérodynamique, un coefficient sans dimension peut être défini. En soufflerie automobile, ces coefficients de force et de moment sont définis conventionnellement de la façon suivante :

$$C_i = \frac{F_i}{\frac{1}{2} \rho A_0 U_0^2} \quad (2)$$

$$C_i = \frac{M_i}{\frac{1}{2} \rho A_0 L_0 U_0^2} \quad (3)$$

Où  $F_i$  (respectivement  $M_i$ ) est une composante de force (respectivement de moment) quelconque du torseur,  $A_0$  est le maître-couple du véhicule,  $L_0$  est une longueur caractéristique du véhicule,  $\rho$  est la masse volumique du fluide et  $U_0$  est la vitesse de référence en veine d'essai.

Le coefficient de trainée est donc défini de la façon suivante :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho A_0 U_0^2} \quad (4)$$

De la même manière que pour la force aérodynamique globale, la trainée peut être décomposée en trainée de frottement et trainée de pression. La première composante intègre les effets turbulents et visqueux, et la seconde ceux de la pression statique en paroi. En fonction de la forme du corps, ces deux composantes de la trainée peuvent avoir une importance relative différente, ce qui permet de définir deux catégories de solides : les corps profilés, et les corps mal profilés (ces derniers pouvant également être qualifiés de corps épais).

Les profils d'ailes constituent un cas classique de corps profilés. Lorsqu'un solide de ce type est immergé dans un écoulement, les lignes de courant suivent la surface du corps (voir Figure 7, corps 1). Il en résulte un sillage de faibles dimensions, avec une recompression rapide de l'écoulement en aval, conduisant à une résultante des pressions projetée dans la direction de l'écoulement négligeable et donc à une trainée principalement due aux effets de frottement.

A l'inverse, pour les corps épais (cylindre, sphère, cube...), les lignes de courant ne suivent pas entièrement la surface du corps. Les gradients de pression adverses mis en jeu dans les zones de recompression sont en général trop importants et entraînent des décollements de couche limite (voir Figure 7, corps 2). Ces décollements génèrent alors un sillage de taille importante, empêchant une recompression totale de l'écoulement. La différence de pression entre l'avant et l'arrière du corps est alors très importante, et la trainée de pression majoritaire par rapport à la trainée de frottement.

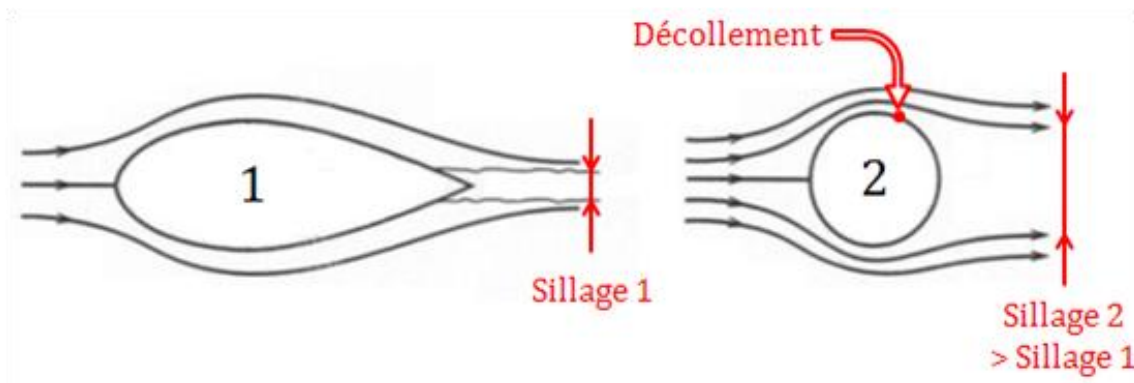


Figure 7 : Sillages d'un corps profilé (gauche) et d'un corps mal profilé (droite)

Cette classification (corps profilés / corps mal profilés) n'est cependant pas absolue, dans le sens où elle dépend également de l'orientation du corps par rapport à l'écoulement. Un profil d'aile peut par exemple être qualifié de corps mal profilé lorsqu'il est placé perpendiculairement dans un écoulement.

Quoi qu'il en soit et à maître couple équivalent, la trainée d'un corps mal profilé est en général bien supérieure à celle d'un corps profilé, la trainée de frottement étant très inférieure à la trainée de pression [7]. Ceci amène donc à s'intéresser de plus près au phénomène de décollement responsable de cette trainée de pression et caractéristique des corps mal profilés.

## 1.2. LE DECOLLEMENT

L'objectif de cette section est dans un premier temps de présenter les mécanismes physiques à l'origine du décollement d'une couche limite bidimensionnelle en écoulement incompressible. On donne ensuite quelques exemples d'organisations, ou topologies, d'écoulements bidimensionnels décollés. Le cas des décollements en écoulement tridimensionnel ainsi que les structures tourbillonnaires mises en jeu sont ensuite brièvement introduites. Cette section est largement inspirée du cours de Jean Délery [8].

### 1.2.1. Processus de décollement bidimensionnel

Le phénomène de décollement est intrinsèquement lié à la couche limite qui se développe le long d'un corps, où les gradients de vitesse et les effets visqueux sont importants. Cette couche limite est en effet l'interface entre la surface du corps, où la vitesse de l'écoulement est nulle (condition de non glissement), et l'écoulement dit extérieur où la vitesse n'est plus influencée par la paroi.

En contournant un corps, l'écoulement accélère puis décélère, produisant des zones de gradient de pression négatif favorable (la pression diminue dans le sens de l'écoulement) ou de gradient positif et donc adverse (la pression augmente dans le sens de l'écoulement).

Dans les zones de gradients de pression adverses, les forces de pression mises en jeu au sein du fluide s'opposent à l'écoulement, entraînant une diminution de la quantité de mouvement dans la couche limite. Au-delà d'une certaine distance, fonction de l'intensité des gradients de pression mis en jeu, les vitesses proches de la paroi peuvent alors devenir nulles puis s'inverser : c'est le décollement, et la couche limite se sépare de la surface du corps. Ce phénomène est schématisé Figure 8. Au-delà du point de décollement, le profil de vitesse est caractérisé par une zone de vitesse négative puis positive, indiquant la présence d'une zone de recirculation.

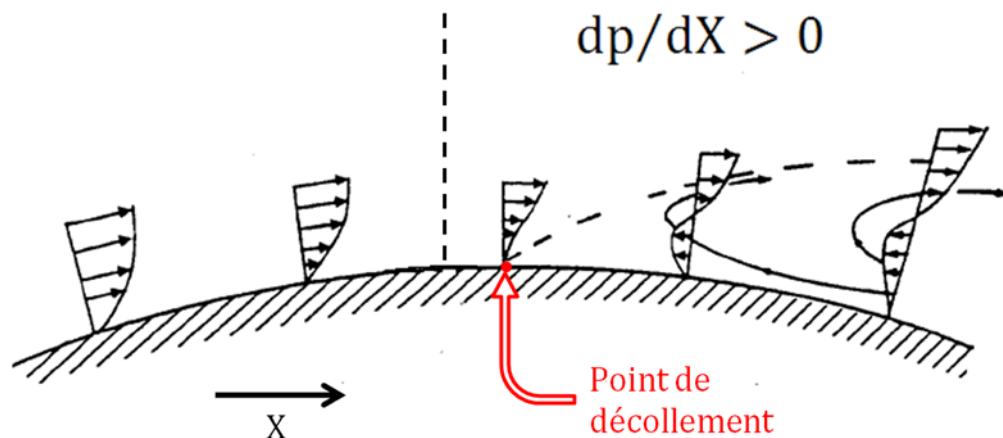


Figure 8 : Décollement d'une couche limite en présence d'un gradient de pression adverse, depuis Buresti [7]

Ce phénomène de décollement, et en particulier la position du point de décollement, est fortement dépendant de la nature de la couche limite, laminaire ou turbulente. Une couche limite turbulente, dont le profil de vitesse est caractérisé par une répartition plus importante de quantité de mouvement en proche paroi, est de fait plus résistante aux forces « retardatrices » de pression et décolle donc plus en aval qu'une couche limite laminaire.

Pour un corps de forme donnée, les décollements peuvent donc dépendre du nombre de Reynolds global basé sur une longueur de référence  $L_i$  associé au corps,  $U_0$  la vitesse de référence de l'écoulement non perturbé en amont du corps et  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide :

$$Re = \frac{\rho U_0 L_i}{\mu} \quad (5)$$

On note également que d'autres paramètres sans dimension tels que la rugosité relative de la paroi, le taux de turbulence et l'échelle relative spatiale des fluctuations turbulentes de l'écoulement amont peuvent avoir une influence significative sur la position et le comportement du décollement.

Le contournement d'une arête vive est néanmoins un cas particulier pour lequel les très forts gradients de pression mis en jeu proche de l'arête provoquent très souvent un décollement au niveau de l'arête. Si le point de décollement est dans ce cas très peu sensible aux caractéristiques de l'écoulement incident, il n'en est pas de même du comportement de l'écoulement décollé qui peut être influencé par le nombre de Reynolds et les caractéristiques turbulentes de l'écoulement amont [9].

### 1.2.2. Structures élémentaires d'écoulements décollés bidimensionnels

Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel simple, deux grandes catégories de décollements peuvent être relevées. Elles se différencient principalement par la nature des « frontières » entourant la zone décollée.

Le premier type de décollement résulte de l'interaction entre une couche limite décollée et une paroi solide. Schématisé Figure 9, ce type de décollement prend souvent le nom de bulbe de recirculation, bulbe décollé ou encore décollement partiel. Sa formation résulte du décollement d'une couche limite en un point particulier appelé le point de décollement (noté D sur la Figure 9), qui va recoller à une certaine distance en aval, à un point nommé point de recollement (noté R sur la Figure 9). Ce recollement est conditionné par plusieurs facteurs, comme la persistance ou non du gradient de pression adverse. Ces deux points particuliers sont reliés par une ligne caractéristique appelée ligne de courant séparatrice, qui définit en moyenne une région dans laquelle le fluide est piégé et forme un courant de retour dénommé recirculation. Cette zone est également appelée zone morte car elle n'échange pas de fluide avec l'écoulement externe.

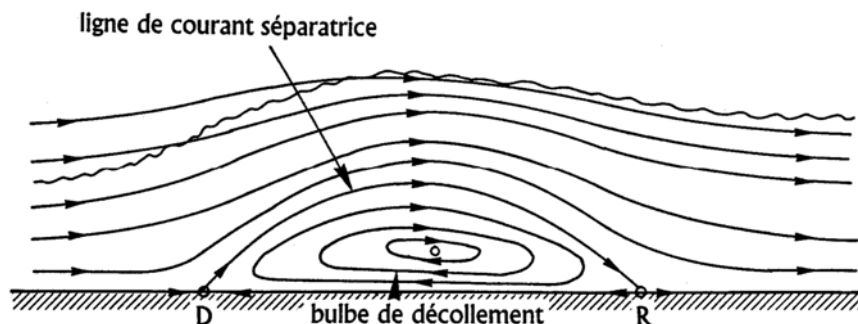


Figure 9 : Description schématique d'une bulle de recirculation, d'après Déleroy [8]

Comme expliqué dans la partie précédente, les décollements peuvent être créés par des discontinuités géométriques, et il peut alors également se créer des zones de recirculation. La Figure 10 présente par exemple le décollement se produisant derrière une marche descendante :

les points de décollement (D) et de recollement (R) peuvent être retrouvés, ainsi que la ligne de courant séparatrice.

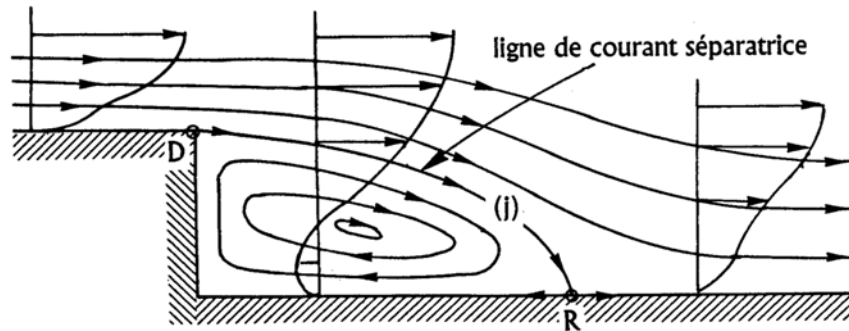


Figure 10 : Description schématique d'un décollement derrière une marche descendante, d'après Détery [8]

On trouve néanmoins beaucoup de cas de décollement où le point D n'est pas fixé géométriquement, comme par exemple dans le cas de la géométrie utilisée par Darabi et Wygnanski [10,11]. La Figure 11 propose un schéma de ce type de décollement sur une surface courbée, où le point D peut se déplacer en fonction des conditions de l'écoulement.

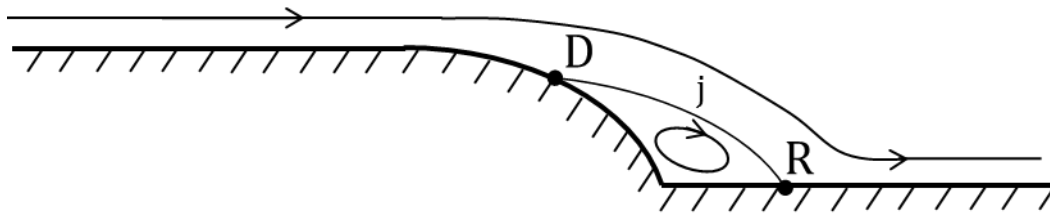


Figure 11 : Description schématique d'un décollement sur surface courbée

La deuxième catégorie de décollement bidimensionnel se caractérise quant à elle par l'interaction entre deux couches cisailées. Ce type de décollement se retrouve par exemple derrière les cylindres, mais également derrière les culots droits comme c'est le cas Figure 12 (ce type de décollement prend d'ailleurs souvent le nom d'écoulement de culot).

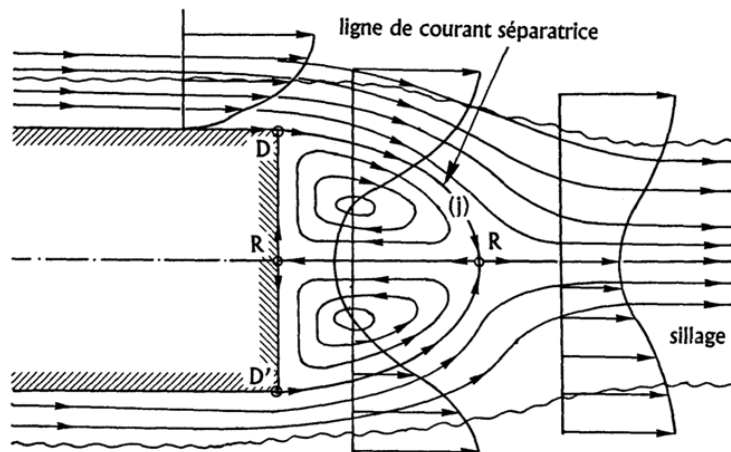


Figure 12 : Description schématique d'un décollement derrière un culot droit, d'après Détery [8]

Par rapport au cas précédent, l'écoulement décolle donc en deux points différents de part et d'autre du corps (D et D'). Les deux nappes décollées se rencontrent ainsi au point de recollement R, et définissent donc la zone décollée par le biais de deux lignes de courant séparatrices. Cette zone décollée est formée de deux cellules contrarotatives qui n'échangent en moyenne pas de fluide avec l'écoulement externe, et constitue donc une zone « morte » comme dans le cas précédent. La Figure 12 présente cependant un cas particulier dans le sens où l'écoulement est symétrique de part et d'autre du corps. Lorsque celui-ci est dissymétrique (ce qui est par exemple le cas autour d'une automobile), la topologie est fortement modifiée (voir Figure 13).

Pour ce cas quelconque, les deux cellules contrarotatives deviennent dissymétriques, et le point de recollement R se déplace sur la surface du culot. Selon l'importance du déséquilibre existant entre les deux parties de l'écoulement, la cellule la plus faible peut être plus ou moins formée.

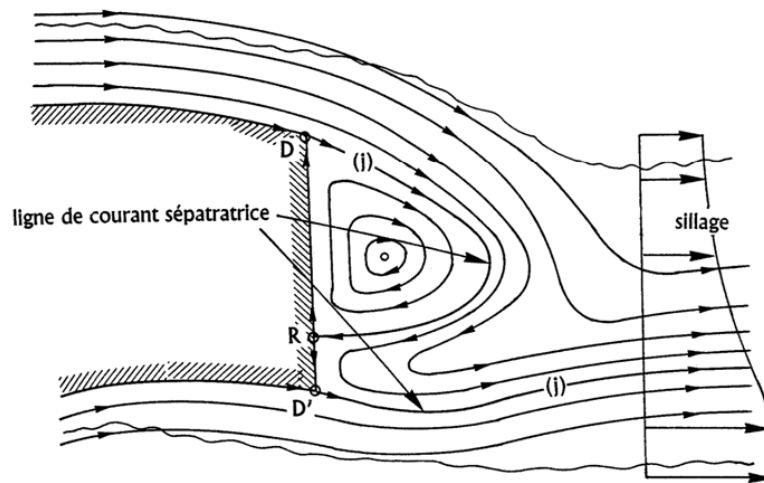


Figure 13 : Description schématique d'un décollement derrière un culot droit en présence d'un écoulement dissymétrique, d'après Délerly [8]

### 1.2.3. Structures élémentaires d'écoulements décollés tridimensionnels

Les cas bidimensionnels présentés précédemment sont peu courants en pratique, et la plupart du temps, les applications réelles sont sujettes à des décollements tridimensionnels. Le passage en trois dimensions bouleverse singulièrement l'analyse des décollements, puisque pour reprendre les mots de Jean Délerly [8], « l'existence d'une troisième dimension offre à l'écoulement la possibilité de "fuir" latéralement quand il se heurte à une circonstance adverse », et donc de ne plus être cantonné dans un plan comme en 2D. Une autre modification importante est que désormais on ne parle plus de point de décollement, mais de ligne de séparation, et de façon similaire, plus de ligne séparatrice mais de surface de séparation.

La Figure 14 propose une représentation de ces phénomènes en se basant sur la théorie des spectres pariétaux. L'écoulement décolle ainsi autour de la ligne de séparation qui est générée à partir d'un point singulier appelé « col ». La généralisation 3D des lignes séparatrices permet d'aboutir à la surface de séparation qui définit ainsi la zone décollée. De manière similaire, des notions équivalentes peuvent être définies pour le rattachement de l'écoulement, on parle alors de ligne et de surface d'attachement.



Ces surfaces de séparation peuvent dans certaines circonstances s'enrouler sur elles-mêmes, ce qui aboutit à la création de tourbillons. La Figure 15 présente par exemple deux cas de structures tourbillonnaires classiques résultant de l'enroulement de la surface de séparation, et prenant respectivement le nom de tourbillons « trombe » et de tourbillons en « fer à cheval ». Les structures tourbillonnaires sont définies par leur axe de rotation, et par leurs vitesses en coordonnées cylindriques (longitudinales et transverses) dans un repère lié à cet axe. La position de cet axe par rapport à l'écoulement principal est également importante, puisqu'elle permet de cataloguer les structures tourbillonnaires en tant que structures transversales lorsque leur axe est perpendiculaire à l'écoulement, et longitudinales lorsque leur axe est parallèle.

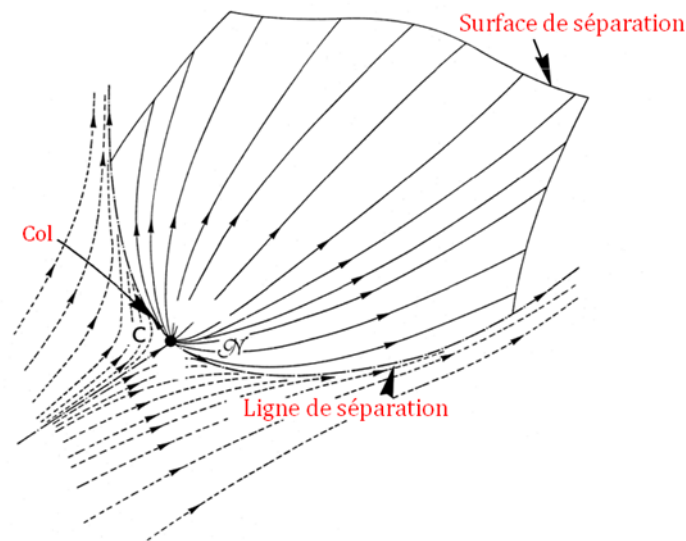


Figure 14 : Représentation d'un décollement 3D, d'après Délerly [8]

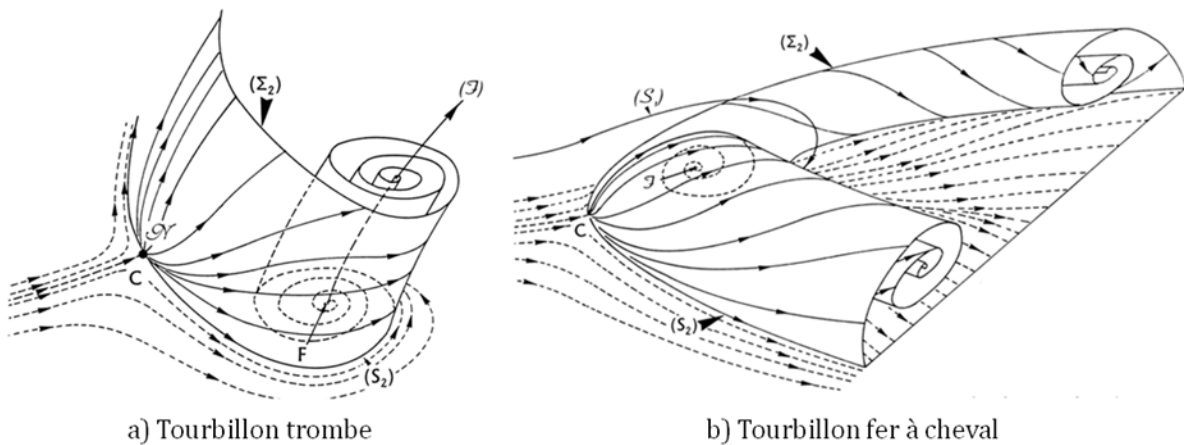


Figure 15 : Représentation de structures tourbillonnaires : a) tourbillon trombe et b) tourbillon fer à cheval, d'après Délerly [8]

Les topologies d'écoulements 3D décollés sont extrêmement variées, car elles sont intimement liées à la géométrie des corps étudiés. On peut néanmoins citer quelques exemples classiques en aérodynamiques, à commencer par les tourbillons d'extrémités d'ailes (voir Figure 16). Ces structures sont extrêmement importantes dans le domaine de l'aviation, puisque les

turbulences qu'elles produisent peuvent avoir de graves conséquences pour les appareils se succédant<sup>1</sup>. La différence de pression existant entre l'intrados et l'extrados des profils d'ailes va en effet attirer le fluide du premier vers le second : ce fluide va alors contourner l'extrémité de l'aile en décollant de sa surface, et s'enrouler pour créer une paire de tourbillons (un à chaque extrémité de l'aile) contrarotatifs.

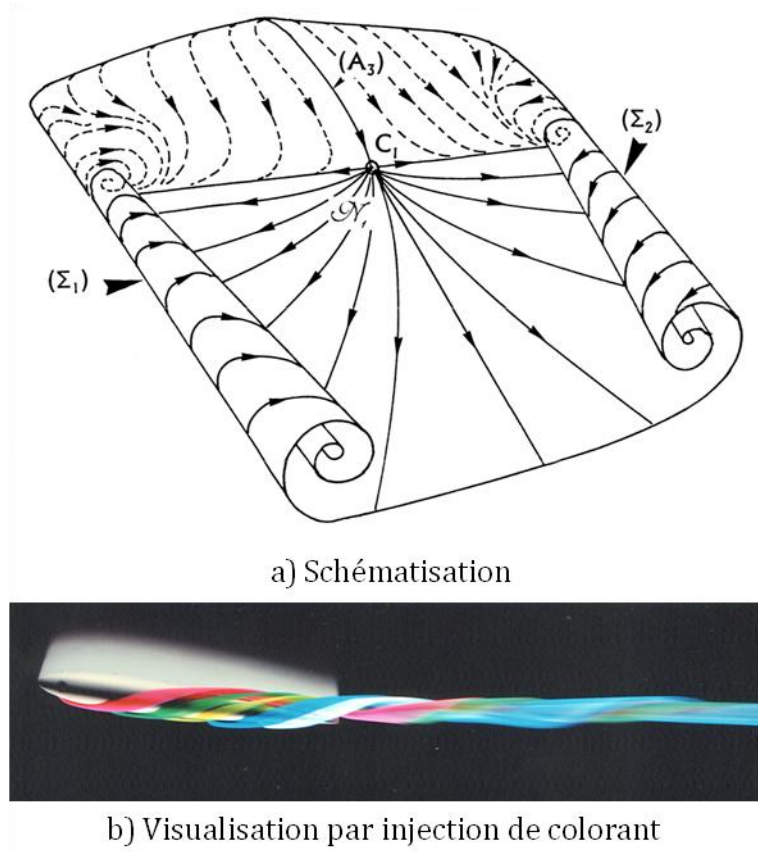


Figure 16 : Tourbillons de bouts d'ailes : a) schématisation et b) visualisation, d'après Délerly [8]

Un autre cas classique est celui d'un corps mal profilé en contact avec le sol, ce qui est par exemple le cas des constructions de génie civil. La Figure 17 présente ainsi le cas d'un bâtiment simplifié, et propose une représentation des nombreux décollements caractéristiques de l'écoulement.

En rencontrant ce type d'obstacle, la couche limite incidente va s'enrouler sur elle-même devant l'obstacle, et être advectée dans le sillage, provoquant la création d'un tourbillon en fer à cheval (« Horseshoe vortex ») tel que décrit Figure 10b. Les corps épais tel que celui-ci s'accompagnent également de multiples autres décollements plus ou moins importants, notamment au culot avec la formation d'une structure torique sur tout le tour de cette surface, causée par le décollement de l'écoulement au passage des arêtes. Cet écoulement prend également le nom d'écoulement de jonction [12].

<sup>1</sup> Ce qui aboutit en pratique à une réglementation concernant les distances de séparation entre les avions sur les aéroports.

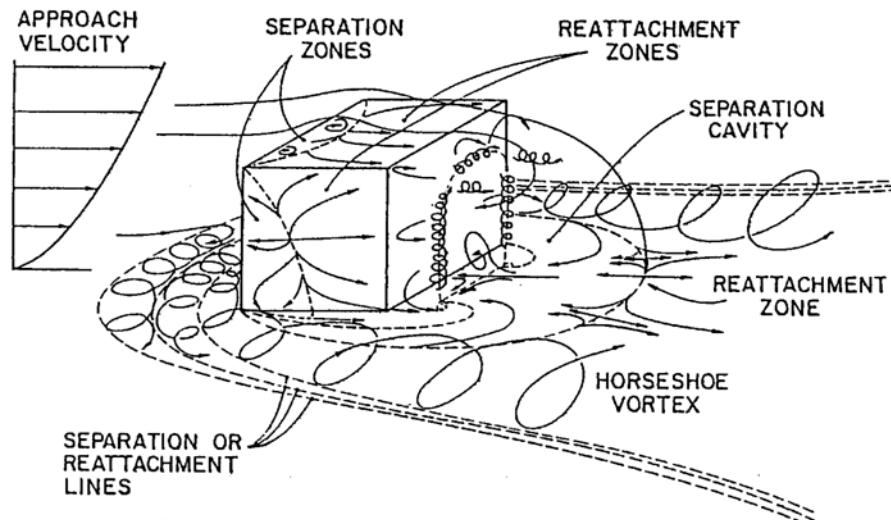


Figure 17 : Topologie d'écoulement autour d'un corps mal profilé tridimensionnel, d'après Buresti [7]

#### 1.2.4. Aspect instationnaire

Un autre aspect important des écoulements décollés leur caractère instationnaire. Les différentes structures mises en jeu peuvent en effet osciller autour d'une même position, être créées et détruites à intervalles de temps régulier voir être advectées dans le sillage. Les caractéristiques spatio-temporelles de ces instationnarités et leur amplitude dépendent des mécanismes d'instabilité mis en jeu et de leurs interactions éventuelles.

Le premier type d'instabilité concerne la couche de mélange (ou couche de cisaillement) générée par un décollement de couche limite. Celle-ci est en effet naturellement instable [13] et la moindre perturbation peut entraîner son enroulement et la génération de tourbillons dits de Kelvin-Helmholtz.

Un autre type d'instabilité est fréquemment rencontré dans le sillage de corps épais [14]. Il s'agit du détachement alterné de tourbillons (on parle alors de « Vortex Shedding ») résultant d'une instabilité globale impliquant un mécanisme d'interaction entre les deux couches cisailées qui se développent de part et d'autre du corps.

Pour le cas d'un décollement partiel, la chose se complique dans la mesure où l'instabilité naturelle de Kelvin-Helmholtz de la couche cisailée peut être perturbée par le recollement. De même, une instabilité globale de la zone décollée peut se produire, impliquant un battement de la couche cisailée et une oscillation du point de recollement. Le cas générique de la marche descendante est particulièrement intéressant pour illustrer ces différents mécanismes. Jusqu'à quatre types d'instabilités différentes mais interagissant entre elles y sont dénombrées [15,16] (voir Figure 18) :

- **Instabilité de Kelvin-Helmholtz, et « Pairing »** : la couche cisailée issue du décollement est naturellement instable, et tend à s'enrouler sur elle-même au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point de décollement. Cette instabilité, appelé instabilité de Kelvin-Helmholtz, aboutit à la création de structures tourbillonnaires de petites tailles (ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche cisailée) qui vont avoir tendance à se grouper entre elles suivant un mécanisme qui répond au nom de « Pairing » [17]

Ce mécanisme fait d'ailleurs partie du scénario de transition de la couche cisailée, qui passe d'un état 2D à 3D puis se déstabilise complètement.

- **Battement de la couche cisailée** : en plus de s'enrouler sur elle-même, la couche de cisaillement a un mouvement d'ensemble, plus basse fréquence, qui se traduit par des variations en volume de la zone de recirculation. Cette instabilité prend fréquemment le nom de « Flapping ».
- **Oscillation de la zone de recirculation** : liée au développement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz et au battement de la couche cisailée, cette instationnarité se manifeste sous la forme d'un déplacement du point de recollement au grès de l'impact des tourbillons contre la paroi [18].

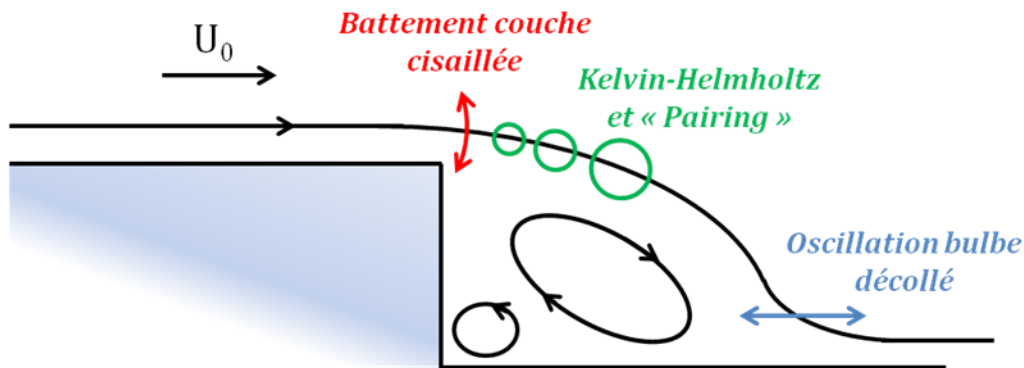


Figure 18 : Exemple d'instabilités de zone décollé derrière une marche descendante

Cet exemple 2D géométriquement très simple met donc en évidence l'aspect instationnaire très riche des zones décollées. En plus d'interagir fortement entre elles, ces différentes instabilités couvrent des échelles spatiales et temporelles très différentes. Les structures mises en jeu, toujours dans le cas de la marche descendante, peuvent en effet avoir une taille allant de la hauteur de la marche jusqu'à l'épaisseur de la couche de cisaillement, et leur fréquence propre avoir plusieurs ordres de grandeurs de différence [19].

Dans la mesure où les fréquences propres mises en jeu évoluent très souvent de façon quasi-proportionnelle avec la vitesse de l'écoulement, il est d'usage de les exprimer sous une forme adimensionnelle. On parle alors de fréquence réduite ou d'un nombre de Strouhal défini de la façon suivante :

$$St = \frac{fL_i}{U_0} \quad (6)$$

Où  $f$  désigne la fréquence caractéristiques de l'instationnarité, et  $L_i$  est comme pour le nombre de Reynolds une grandeur de référence ayant trait à la géométrie du corps ou de l'écoulement étudié. Si l'on conserve la marche descendante comme exemple, plusieurs longueurs caractéristiques peuvent être choisies en fonction du phénomène étudié. Le battement de la couche cisailée peut par exemple être exprimé par rapport à la hauteur de la marche, l'oscillation du bulbe décollé par rapport à la longueur de celle-ci, et l'instabilité de Kelvin-Helmholtz par rapport à une grandeur caractéristique de la couche cisailée comme l'épaisseur de vorticité. Dans le cas de la présente étude, le choix de ce paramètre  $L_i$  est discuté au Chapitre II. Pour donner quelques ordres de grandeur, toujours dans le cas de la marche descendante, on peut par exemple citer  $St \approx 0.012$  (basé sur l'épaisseur de vorticité) pour

l'instabilité de Kelvin-Helmholtz et  $St \approx 0.1$  (basé sur la hauteur de la marche) pour l'oscillation du bulbe décollé (d'après Tihon et al. [19]).

Enfin de même que pour la topologie moyenne des écoulements décollés, le passage en 3D complique singulièrement l'analyse instationnaire. Les interactions 3D entre les différentes structures de l'écoulement auront en effet tendance à « brouter » la signature instationnaire de l'écoulement, rendant ainsi plus délicate son interprétation.

### 1.3. METHODES DE MESURE

Différentes méthodes expérimentales peuvent être utilisées en soufflerie aérodynamique pour quantifier la trainée ou analyser qualitativement son origine. La première consiste en une mesure globale des efforts aérodynamiques (on parle alors de « pesées »). La seconde est basée sur une mesure locale des pressions pariétales sur le corps. Elle permet, si l'instrumentation en capteurs de pression est suffisante, de remonter à la force résultante de pression. Elle peut également renseigner sur le comportement local de l'écoulement par analyse des gradients de pression mis en jeu. La troisième méthode repose sur une mesure des champs de vitesse et de pression totale dans le sillage du corps. Un bilan de quantité de mouvement sur un tube de courant entourant le véhicule permet alors d'obtenir une valeur quantitative de la trainée, en explicitant les différents mécanismes « énergivores ». Enfin, on peut également citer la méthode qualitative reposant sur la visualisation pariétale des lignes de frottement par enduit visqueux. La théorie des spectres pariétaux [8] permet alors de remonter à la topologie de l'écoulement.

#### 1.3.1. La pesée

La pesée consiste à mesurer directement la force aérodynamique que subit un corps, sa composante longitudinale étant la trainée. Cette méthode donne des résultats quantitatifs directement exploitables mais ne permet pas de distinguer la trainée de frottement de la trainée de pression. De même, les mécanismes fluides responsables de la trainée restent à déterminer. Des pesées « instationnaires » peuvent également être réalisées, afin d'observer les variations temporelles des efforts.

#### 1.3.2. Les pressions pariétales

Une deuxième approche possible pour analyser la trainée consiste à s'intéresser à la répartition de pression à la surface du corps. Néanmoins, pour les corps mal profilés où la trainée de pression est majoritaire, cette technique nécessite généralement un grand nombre de prises pariétales de pression pour remonter à la trainée par intégration surfacique. Cette technique est par contre fréquemment utilisée pour apprécier la distribution de pression dans certaines zones. L'analyse des gradients de pression mis en jeu permet alors de repérer la signature d'un décollement ou d'une structure tourbillonnaire. Les résultats de ces mesures de pression sont fréquemment exprimés sous la forme d'un coefficient adimensionné de pression  $C_p$ , défini conventionnellement de la façon suivante :

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} \quad (7)$$

Ce coefficient vaut 1 lorsque la pression statique locale est égale à la pression d'arrêt. Dans les zones non décollées, le  $C_p$  diminue avec la pression statique pour atteindre des valeurs négatives si la vitesse locale de l'écoulement (hors couche limite) est supérieure à la vitesse

amont. Sous un décollement, le coefficient de pression prend généralement une valeur négative constante proche de sa valeur au point de décollement.

### 1.3.3. L'analyse du sillage

Une autre façon d'éclairer les résultats des pesées est d'analyser le sillage. Cette méthode se base sur les travaux d'Onorato et al. [20], plus tard corrigés par Ardonneau et Amani [21]. Le corps dont la trainée doit être estimée est considéré au sein d'un tube de courant, dont l'entrée est située en amont dans l'écoulement non perturbé, et la sortie en aval, suffisamment loin du corps afin d'englober toutes les perturbations (voir Figure 19 par exemple pour une automobile).

$\Sigma$  désigne la section de sortie du tube de courant (et  $d\Sigma$  un petit élément de cette surface), et  $u, v$  et  $w$  sont les composantes de vitesses longitudinales et transverses mesurées dans le plan de sortie. En effectuant un bilan de quantité de mouvement, l'équation suivante peut être trouvée (voir par exemple Beaudoin [22] et Aider et al. [23]) :

$$F_x = \frac{1}{2} \rho U_0^2 \left[ \int_{\Sigma} \left[ 1 - \left( \frac{u}{U_0} \right)^2 \right] d\Sigma + \int_{\Sigma} \left[ \left( \frac{v}{U_0} \right)^2 + \left( \frac{w}{U_0} \right)^2 \right] d\Sigma \right] + \int_{\Sigma} (p_{T0} - p_T) d\Sigma \quad (8)$$

La valeur de la trainée peut donc être calculée par cette méthode, connaissant les trois composantes de la vitesse dans le plan de sillage, mais également  $p_T$  la pression totale locale (et respectivement  $p_{T0}$  la pression totale dans l'écoulement non perturbé). L'intérêt de cette équation est que les trois intégrales permettent de mettre en avant les différentes formes de pertes volumiques contribuant à la trainée :

- Le premier terme compare la valeur de la composante suivant X de la vitesse dans le sillage à celle de la vitesse non perturbée, et rends donc compte d'un déficit de vitesse longitudinale.
- Le terme central fait intervenir les composantes transverses de la vitesse, et renvoie donc à la mise en mouvement du fluide dans des directions différentes de celle de l'écoulement non perturbé, par exemple sous la forme de tourbillons dans le sillage. L'énergie nécessaire à cette mise en mouvement du fluide contribue à celle dépensée pour l'avancement.
- Enfin le troisième terme rend compte des pertes de pression totale générées par les décollements et structures tourbillonnaires mis en jeu.

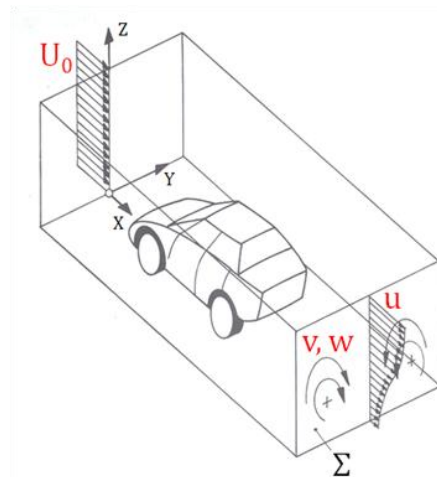


Figure 19 : Véhicule dans un tube de courant (d'après Hucho [24])

Dans la pratique cependant, cette méthode est complexe à utiliser pour obtenir des résultats quantitatifs : toutes les composantes de la vitesse doivent être connues, les interactions avec le matériel de mesure doivent être négligeables... Elle est alors plutôt utilisée de manière partielle pour tirer des conclusions qualitatives sur l'écoulement. On s'intéresse dans ce cas au seul dernier terme en réalisant des tomographies de perte de pression totale dans le sillage. Un coefficient de perte de pression totale est alors défini :

$$C_{pi} = \frac{p_{T0} - p_T}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} \quad (9)$$

Ce coefficient vaut 0 dans les zones d'écoulement non perturbé : il n'y a en effet ni pertes de pression statique, ni pertes de vitesse, et par conséquent  $p_{T0} = p_T$ . A l'inverse, dans une couche cisailée environnant un décollement par exemple, les baisses de pression et de vitesse se traduisent par une diminution de la pression totale ( $p_T < p_{T0}$ ), et donc une augmentation progressive du  $C_{pi}$  sous forme de gradient. Un phénomène similaire se produit à l'approche d'une structure tourbillonnaire : les faibles pressions et/ou faibles vitesses au cœur du tourbillon provoquent également une augmentation du  $C_{pi}$ .

Les cartographies des coefficients de perte de pression totale dans le sillage permettent alors de préciser la position et la taille d'un décollement et / ou des structures tourbillonnaires mises en jeu. La Figure 20 présente par exemple des mesures réalisées sur un corps de Ahmed échelle 4 dans la soufflerie S2A de Saint-Cyr-l'Ecole. Plusieurs structures, tels que les tourbillons longitudinaux ou le décollement de lunette, peuvent déjà être facilement identifiés grâce au coefficient  $C_{pi}$ .

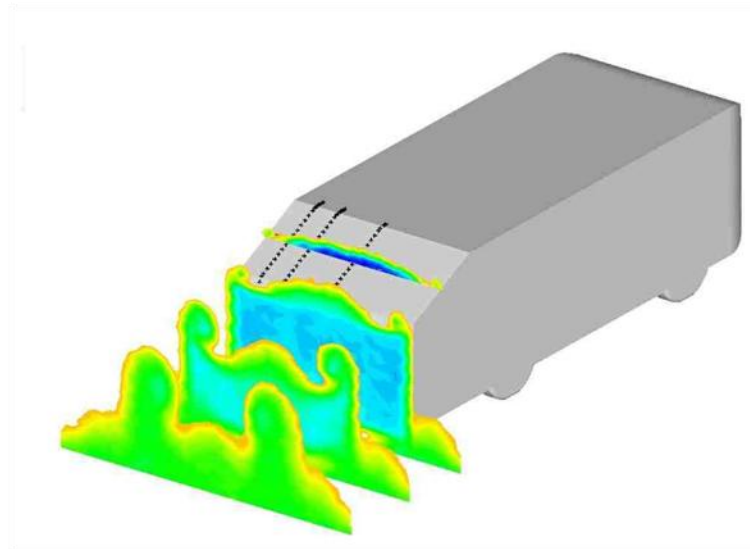


Figure 20 : Cartographies de coefficients de perte de pression totale dans le sillage d'un corps de Ahmed échelle 4 (Résultats CNRT)

La mise en pratique de ces différentes méthodes permet donc des analyses complètes de la trainée d'un corps et de ses causes. La trainée peut être quantifiée à partir de la pesée, les mesures pariétales indiquant d'où proviennent les faibles pressions responsables de cette trainée. L'analyse du sillage par détermination des coefficients de pertes de pression d'arrêt permet alors de caractériser les structures de l'écoulement provoquant ces dépressions. Ces trois

méthodes sont par la suite utilisées afin d'analyser les écoulements type automobiles dont traite ce mémoire.

### 1.4. LE CAS DES AUTOMOBILES

Les travaux présentés dans ce mémoire sont en effet focalisés sur les écoulements se produisant autour des automobiles de série. Le cas des véhicules de compétition, très particulier, n'est pas traité ici. De par leurs dimensions et leur forme générale, les véhicules automobiles de série peuvent être rattachés à la catégorie des corps mal profilés [25], et leur sillage est globalement marqué par des décollements importants. L'écoulement autour d'une automobile présente également plusieurs particularités importantes :

- **Evolution à proximité du sol :** la proximité du sol a deux effets majeurs : l'écoulement entre le dessus et le dessous du corps est fortement dissymétrique, ce qui conditionne la topologie de l'écoulement à l'arrière où ces deux zones se rejoignent. De plus, le sol est en mouvement (de manière relative) par rapport au véhicule. Pour simuler l'écoulement relatif autour d'une automobile en soufflerie, cette condition aux limites doit donc en principe être reproduite, imposant une solution de type sol défilant.
- **Roues tournantes :** la rotation des roues a une signature significative dans l'écoulement, caractérisée par de nombreuses structures tourbillonnaires (voir [24]).
- **Écoulements internes :** que ce soit pour le refroidissement du moteur ou la climatisation de l'habitacle, une automobile possède de nombreuses entrées d'air pouvant interagir avec l'écoulement principal autour du véhicule et modifier le bilan de trainée.
- **Multitude d'appendices extérieurs :** rétroviseurs, antennes, cévures... La surface d'une automobile reste très accidentée, et comme pour les écoulements internes, ces appendices créés leur propre sillage qui se mêle à l'écoulement général, complexifiant encore plus le problème.
- **Evolution aux conditions atmosphériques :** les automobiles évoluent dans une masse d'air aux propriétés changeantes. En particulier, le vent proche du sol peut impacter sur la direction, la vitesse et les caractéristiques turbulentes de l'écoulement relatif vu par le véhicule. Ce phénomène concerne particulièrement les problèmes de stabilité du véhicule (vent latéral), mais peut également avoir une influence sur la trainée.

Ces différentes particularités font que la trainée d'une automobile provient de multiples sources. La Figure 21 résume et chiffre les contributions de chacune d'elle pour un véhicule type (avec un  $C_x$  classique de 0,3). Cette complexification de l'écoulement moyen se traduit également au niveau instationnaire, comme le souligne Bearman [26], les différents sillages et écoulements propres interagissant entre eux.

La compréhension de l'écoulement et des mécanismes de génération de trainée est donc très complexe si considérée dans sa globalité, c'est pourquoi de nombreux corps de référence sont utilisés afin de découpler les problèmes.



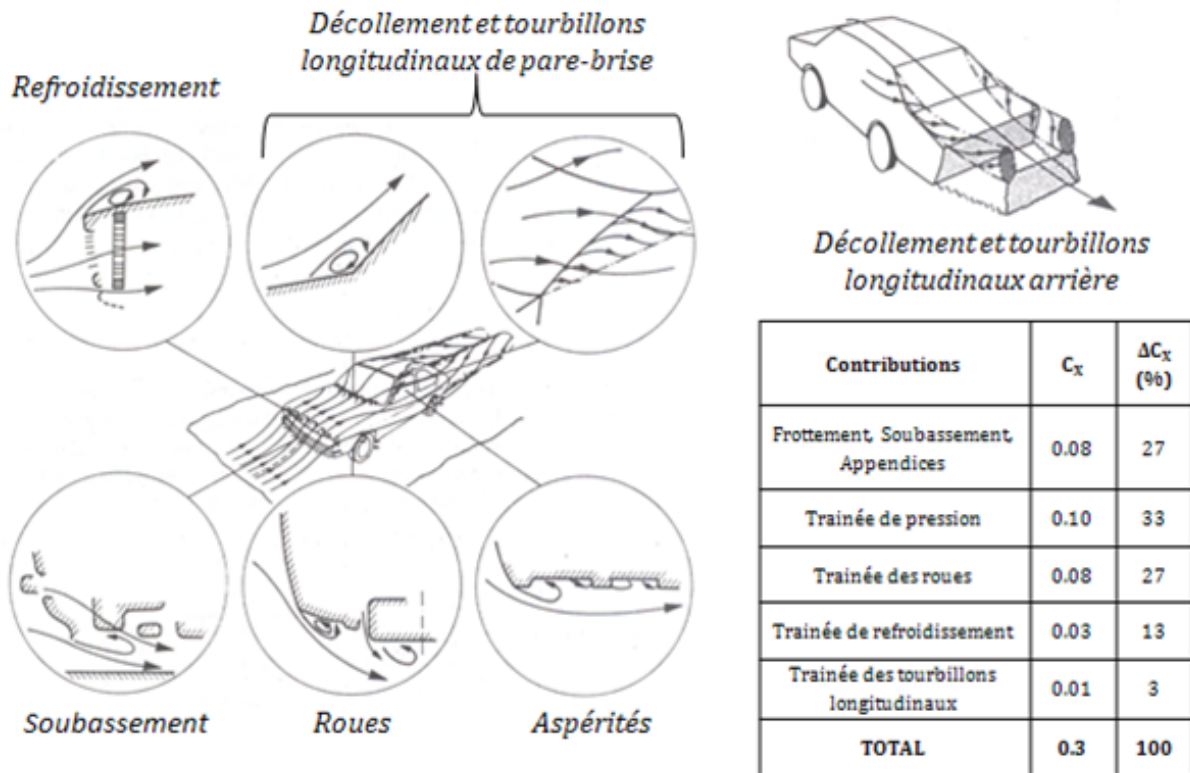


Figure 21 : Sources de trainée [24] et contributions [27] sur une automobile quelconque

Les corps de référence sont des géométries la plupart du temps plus simple qu'une automobile réelle. Ils permettent d'étudier un ou plusieurs aspects précis d'un écoulement dans un but de recherche, mais peuvent également servir d'étalon pour différents types d'essais ou de support pour effectuer des corrélations entre différentes installations ou méthodes numériques. Le Good [28] distingue trois catégories différentes de corps de référence :

- **Les corps simples** : cette catégorie comporte des géométries extrêmement épurées qui n'évoquent que de très loin une automobile, aucun détail n'est représenté. Ils servent à étudier des points particuliers concernant la forme générale des véhicule, où alors des phénomènes aérodynamiques génériques que toutes les automobiles rencontrent quelle que soit leur forme. Cette catégorie contient par exemple le corps de Morel [29], permettant d'étudier la géométrie arrière de véhicule de type « hatch-back », ou encore le corps de Willy, introduit par Chometon et al. [30], qui est utilisé pour analyser les effets instationnaires du vent latéral. Ces deux corps sont visibles Figure 22.
- **Les corps génériques automobiles** : les corps appartenant à cette catégorie ont la forme générale d'une automobile. Un certain nombre de détails commencent à apparaître, et peuvent alors être étudiés. C'est par exemple le cas du modèle d'Admunsen, pouvant être utilisé pour tester l'influence des passages de roues [31], ou encore des maquettes simplifiées du MIRA, utilisées pour étudier les effets de blocage en soufflerie [32]. Ces géométries sont présentées Figure 23.
- **Les maquettes de véhicules de série** : cette dernière catégorie de corps reprend la forme exacte de véhicules automobiles de série, à taille réelle ou échelle réduite. Elles peuvent servir d'étalon dans une installation, et être plus ou moins détaillées afin

d'étudier un problème précis : certaines possèdent par exemple un moteur afin d'étudier les écoulements sous le capot.

Bien que la trainée d'une automobile soit le fruit de plusieurs sources distinctes, la trainée de pression produite par les décollements sur la partie arrière en reste une des causes principales. L'usage d'un corps de référence reproduisant un sillage type semble donc tout indiqué pour, d'une part, étudier les différentes structures mises en jeu, et d'autre part, pour tenter de les contrôler. Le corps de Ahmed est corps simple qui répond particulièrement bien à ce cahier des charges. Il va être présenté dans la partie suivante et sert de support au reste de cette étude.

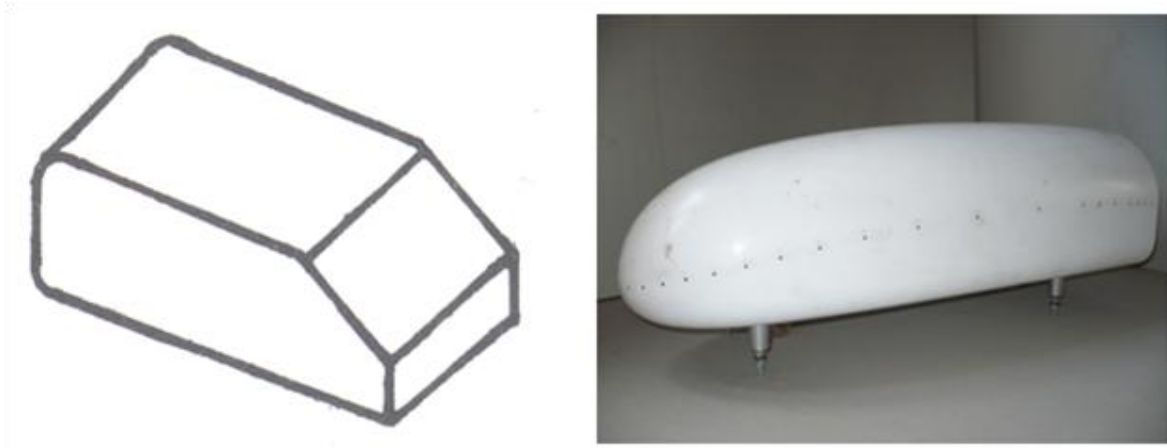


Figure 22 : Corps de référence simples : corps de Morel (gauche, depuis [24]) et corps de Willy (droite)

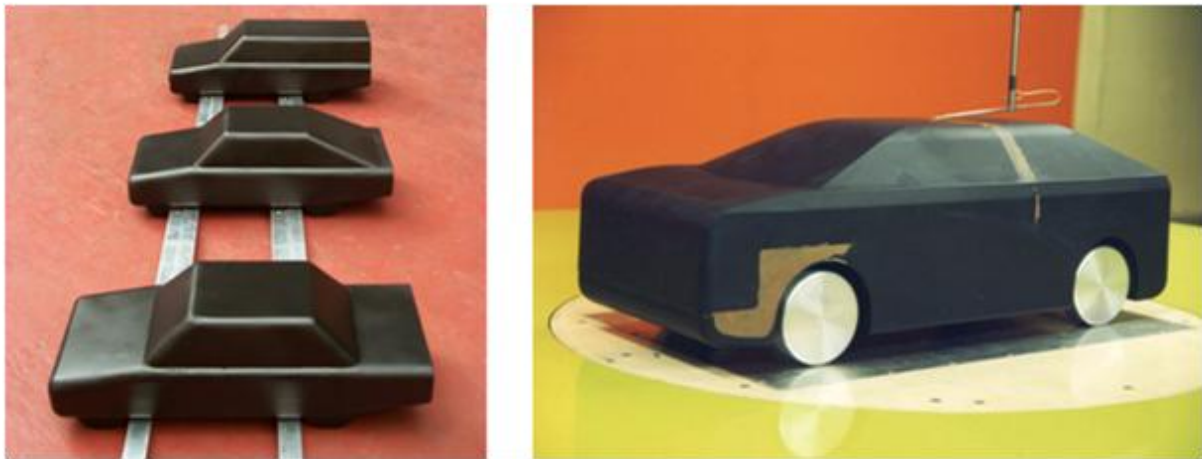


Figure 23 : Corps génériques automobiles : maquettes du MIRA (gauche) et maquette Admunsen (droite, depuis [31])

## 2. LE CORPS DE AHMED

Cette seconde partie va résumer l'état de l'art des connaissances concernant le corps de Ahmed, en particulier dans sa version à 25°. Le corps est tout d'abord présenté d'une manière générale, en insistant sur l'influence de l'angle de lunette sur la topologie de l'écoulement et la trainée résultante. L'écoulement autour du corps à 25° est ensuite décrit en moyenne et d'un point de vue instationnaire au travers des différentes structures composant le sillage. Les liens entre ces différentes structures et la trainée du corps sont pour finir explicités.

### 2.1. PRESENTATION ET CARACTERISTIQUES DE BASE

Morel [29] fut parmi les premiers à s'intéresser aux écoulements de culot caractéristiques des automobiles. Il mit notamment en évidence l'importance de l'angle entre le « toit » du corps (appelé pavillon dans le domaine automobile), et la pente du coffre (désignée sous le nom de lunette). Quelques années plus tard, Ahmed et al. [33] s'appuyèrent sur ses travaux et proposèrent une géométrie simple, permettant de reproduire les principales caractéristiques d'un écoulement d'arrière corps automobile, mais surtout d'étudier facilement l'influence de l'angle de lunette. La définition originale de ce corps est présentée Figure 24.

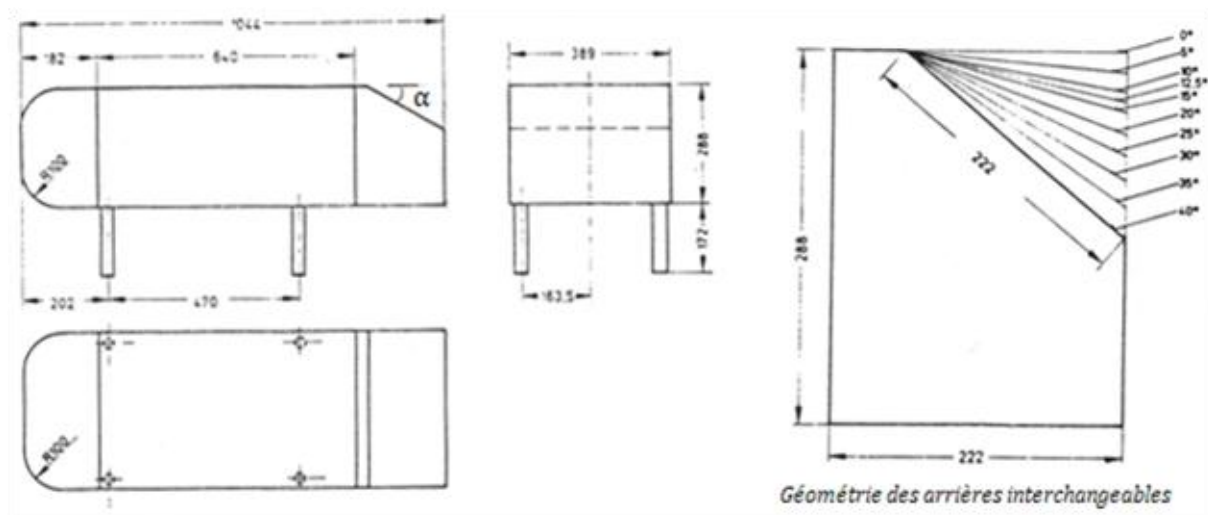


Figure 24 : Géométrie initiale du corps de Ahmed (d'après Ahmed et al. [33])

De par son aspect très dépouillé, ce corps rentre dans la catégorie des corps simples (aucun appendice, pas de roue...). Cependant, ses proportions se rapprochent d'une automobile classique, et ses dimensions correspondent approximativement à une automobile échelle 1/4. La Figure 24 ne l'indique pas, mais la maquette est fixée à environ 50 mm d'un sol fixe. Rapportée à l'échelle, cette valeur est également de l'ordre de grandeur d'une garde au sol d'automobile de série.

Ce corps est doté d'un avant massif, provoquant un gros déplacement 3D de l'écoulement, mais arrondi afin de limiter les décollements et autres perturbations produites sur cette partie amont. Des décollements se produisent néanmoins pour des écoulements à faibles Reynolds et faiblement turbulents (voir Spohn et Gilliéron [34] en expérimental, ou Minguez et al. [35] et Krajnovic et Davidson [36,37] en numérique) sur la périphérie de la partie frontale du corps au niveau de la jonction avec le pavillon et les parois latérales. La grande longueur du pavillon et

des parois latérales permet cependant d'atténuer l'impact des décollements amont sur l'écoulement se développant sur la partie arrière. Celle-ci est constituée par une brusque rupture de pente évoquant grossièrement un arrière automobile, avec une lunette inclinée et un culot droit. L'angle de la lunette, noté  $\alpha$  sur la Figure 24, peut alors varier entre  $0^\circ$  et  $40^\circ$ . On note également que la longueur de la lunette et la hauteur du culot varient avec l'angle  $\alpha$ .

Bien que cette géométrie date de presque 30 ans, elle reste toujours très utilisée en aérodynamique automobile, où elle a presque le statut de « corps étalon ». Elle est souvent utilisée dans sa définition de référence, à différentes échelles. Les échelles 0.25 (1/4) et 0.18 sont les plus courantes mais elles peuvent aller de 0,07 (par exemple pour Spohn et Gilliéron [34] en canal hydraulique), à l'échelle d'une automobile réelle (soit échelle 1). Des configurations originales (totalement arrondie, voir Aider et al. [23]) ou des usages sans rapport avec la vocation initiale de la maquette (refroidissement de baie moteur par exemple, voir D'Hondt et al. [38]) sont également rencontrés. La majorité des études se concentrent cependant sur l'influence de l'angle  $\alpha$ , et sur les différentes topologies d'écoulement qui en résultent.

L'angle  $\alpha$  de la lunette influence en effet énormément la structure de l'écoulement dans le sillage du corps de Ahmed, de même que la valeur de trainée résultante. La Figure 25 présente l'évolution du coefficient de trainée ainsi que la contribution des différentes surfaces en fonction de l'angle  $\alpha$ . Trois topologies types sont également représentées.

La première constatation est que quel que soit l'angle, la somme des contributions de la lunette  $C_s$  et du culot  $C_b$  est majoritaire (75 à 85% de la trainée totale) et conditionne l'évolution de la trainée totale. La trainée du corps de Ahmed est donc principalement produite par la trainée de pression liée à l'écoulement en aval de la lunette.

La Figure 25 permet également d'apprécier l'influence de l'angle de lunette sur le poids relatif de la lunette et du culot sur la trainée. Entre  $0^\circ$  et  $12.5^\circ$  le  $C_x$  évolue peu, passant de 0.250 à 0.230 avec une contribution majoritaire du culot. L'écoulement est en effet de type « culot droit », avec un décollement massif depuis le bas de la lunette et sur le contour du culot. Entre  $12.5^\circ$  et  $30^\circ$ , le  $C_x$  croît d'une manière importante liée à la contribution croissante de la trainée de lunette avec l'angle  $\alpha$ . Cette croissance coïncide avec l'apparition d'un décollement partiel depuis le haut de la lunette dont la taille augmente avec l'angle  $\alpha$ . A  $30^\circ$ , une modification brutale survient : l'écoulement décolle complètement, pour adopter une topologie similaire à celle trouvée entre  $0^\circ$  et  $12.5^\circ$ . L'écoulement est de nouveau de type culot, produisant des valeurs de  $C_x$  proches de celles mesurées aux faibles angles de lunette.

L'apparition du décollement partiel entre  $12.5^\circ$  et  $30^\circ$  explique en partie l'évolution singulière de la trainée, la zone de faible pression sous le décollement contribuant directement à une augmentation de la trainée. Cependant, ainsi que l'indiquent Ahmed et al. [33], l'évolution de la trainée est trop brusque pour être uniquement causée par le bulbe décollé. Ainsi que le schématise la Figure 26, l'apparition de cette bulle de décollement sur la lunette va en effet causer une dépression qui va attirer le fluide provenant des flancs du corps. Ce fluide va s'enrouler sur lui-même et créer deux puissants tourbillons longitudinaux similaires à ceux observés en bouts d'ailes. L'énergie dépensée à entretenir ces structures contribue alors défavorablement à la trainée.

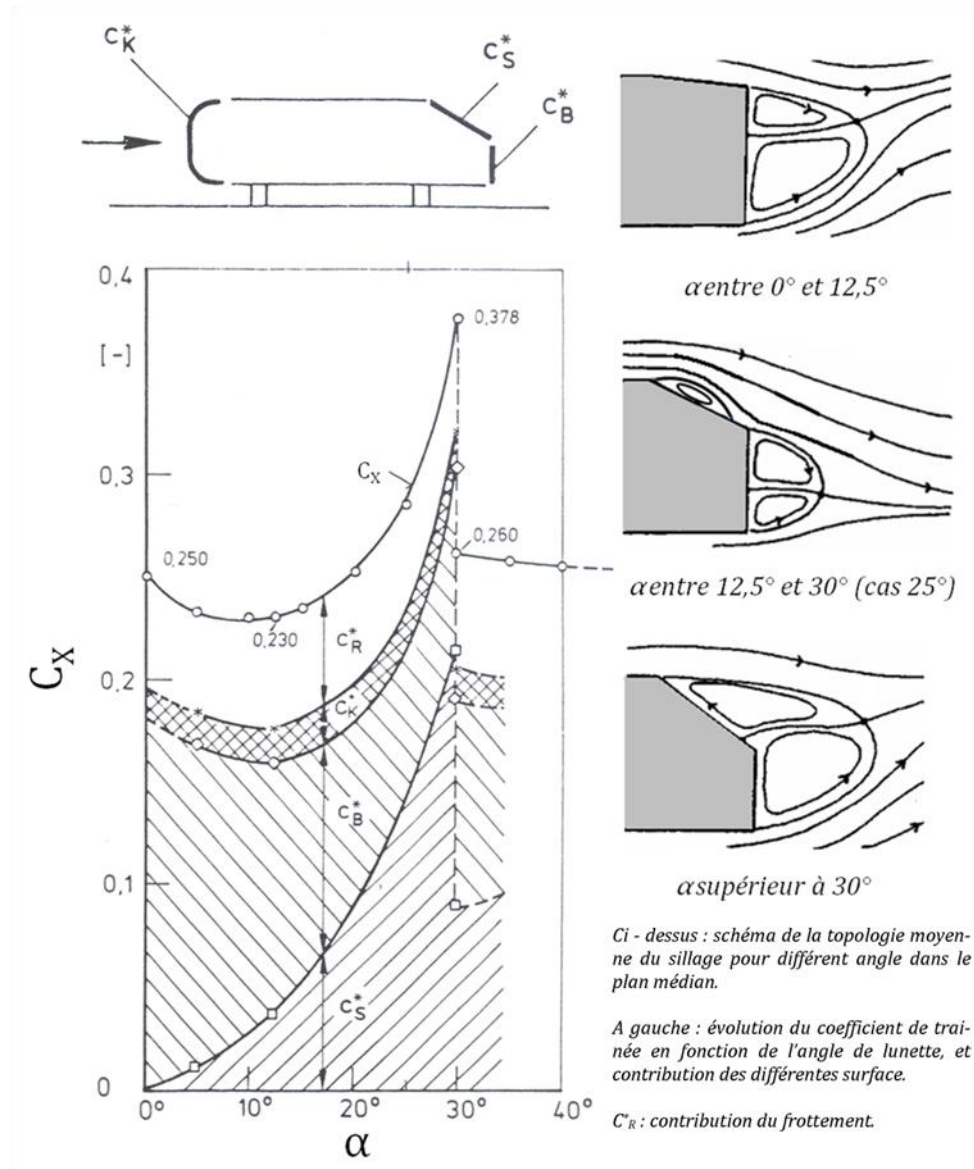


Figure 25 : Evolution de la trainée et de la topologie d'écoulement associée en fonction de l'angle de lunette (d'après Ahmed et al. [33] et Gilliéron [39])

Ce lien entre le bulbe décollé et les tourbillons longitudinaux explique également la chute brutale à  $30^\circ$ . Passé cet angle, l'écoulement ne peut plus recoller avant la fin de la lunette : le décollement est donc massif, interdisant la formation des structures tourbillonnaires longitudinales.

Dans le cadre de ce travail, un intérêt particulier a été porté à la configuration  $25^\circ$ . Cette configuration est en effet caractérisée par un coefficient de trainée élevé et un écoulement arrière présentant un décollement partiel important et deux structures tourbillonnaires longitudinales. Dans l'optique d'une étude sur le contrôle du sillage et la réduction de la trainée, il s'agit donc d'une configuration avec un potentiel de réduction de trainée important. Le corps de Ahmed à  $25^\circ$  a également l'avantage d'être très bien documenté, aussi bien numériquement qu'expérimentalement.

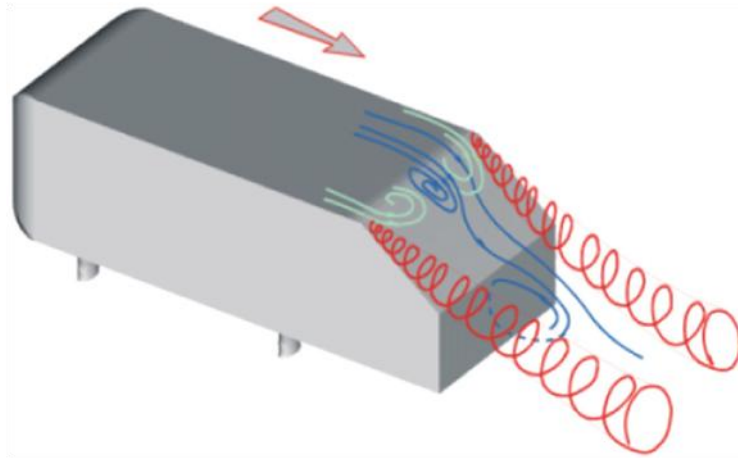


Figure 26 : Principe de formation des tourbillons longitudinaux (d'après Lienhart et Becker [40])

## 2.2. TOPOLOGIE MOYENNE DE L'ÉCOULEMENT A 25°

Le corps de Ahmed à 25° est une configuration très étudiée aussi bien expérimentalement que numériquement. L'écoulement fortement tridimensionnel est en effet un challenge intéressant en termes de simulations, et le bulbe décollé reste une structure difficile à modéliser (voir par exemple [41]). Des divergences subsistent également en expérimental.

L'allure générale de l'écoulement est cependant bien connue, et la description qu'en ont faite Ahmed et al. [33] dans son article original n'a jamais été fondamentalement remise en question. Celle-ci est présentée Figure 27 (il s'agit précisément d'une représentation de l'écoulement tel qu'il existe jusqu'à 30°). Les différentes structures mentionnées au paragraphe précédent sont donc toutes présentes, à savoir la bulle décollée sur la lunette, la recirculation sur le culot et la paire de tourbillons longitudinaux contrarotatifs.

### 2.2.1. Bulle décollée

En examinant le plan médian (la zone coloriée en rouge Figure 27), on observe un bulbe de décollement classique. L'écoulement décolle au niveau de l'arête, puis recolte, enfermant ainsi une « zone morte », où le fluide revient en arrière le long de la paroi.

L'examen de la structure en trois dimensions montre qu'elle est plus complexe que cela. Dans une autre représentation proposée par Vio et al. [42], Figure 28, pour un angle de 30°, cette zone apparaît recollée le long des axes des deux tourbillons longitudinaux. L'écoulement adopte alors un mouvement d'enroulement autour de deux points singuliers de type foyer. La Figure 28 est également l'occasion de soulever un point de divergence existant dans la littérature : certains auteurs constatent en effet que la bulle de décollement ne recolte pas complètement, mais reste ouverte sur le sillage (Spohn et Gilliéron [34] par exemple). L'aspect fortement instationnaire de cette structure, qui est développé plus loin dans ce mémoire, est sans doute la cause de ces divergences.



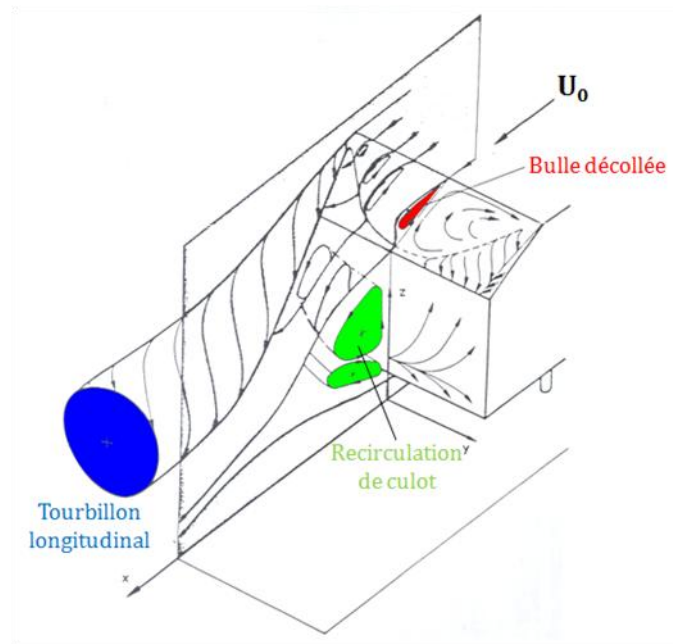


Figure 27 : Représentation schématique de l'écoulement moyen à l'arrière du corps de Ahmed pour des angles de lunette inférieurs à 30° (d'après Ahmed et al. [33])

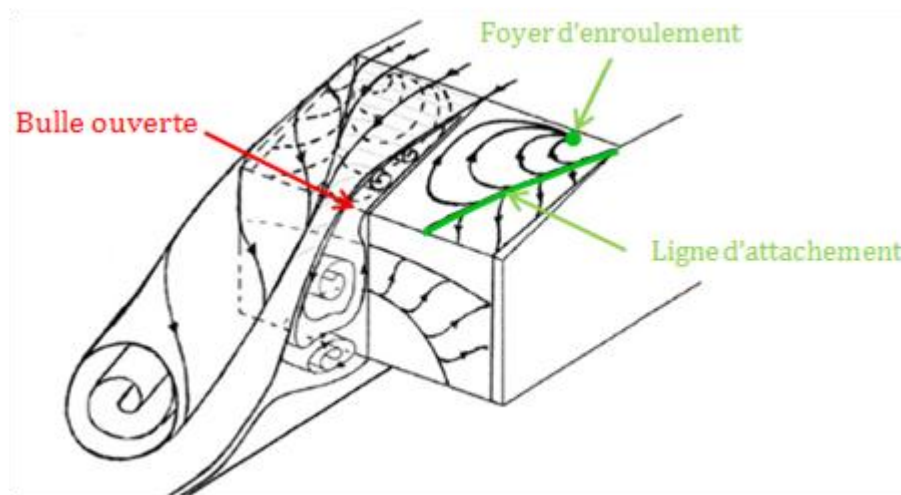



Figure 28 : Foyer d'enroulement de la bulle décollée (d'après Vio et al. [42])

Néanmoins, si beaucoup de travaux sont en accord avec le recollement complet tel qu'il est décrit par Ahmed et al. [33], la taille de cette zone décollée varie significativement en fonction des auteurs. Le Tableau 1 répertorie quelques-unes des valeurs rencontrées à différents nombres de Reynolds. La dimension de référence choisie est  $L_0$ , la longueur du corps de Ahmed, et  $L_L$  et  $L_R$  désignent respectivement la longueur de la lunette et la longueur de la bulle de recirculation dans le plan médian.

Tableau 1 : Longueurs de bulle de recirculation relevées dans la littérature

Auteur	Re	$L_R/L_L$ (%)
		
Leclerc [43], numérique	$2.8 \cdot 10^6$	80
Leclerc [43], expérimental	$1.2 \cdot 10^6$	86
	$1.9 \cdot 10^6$	86
Thacker [44]	$0.73 \cdot 10^6$	78
	$1.4 \cdot 10^6$	71
	$2.2 \cdot 10^6$	74
	$2.9 \cdot 10^6$	72
Krajnovic et Davidson [36]	$2 \cdot 10^5$	50
Rouméas et al. [45]	$2.8 \cdot 10^6$	$\approx 99$

### 2.2.2. Tourbillons longitudinaux

Contrairement au cas de la bulle décollée, un certain consensus existe dans la littérature concernant la topologie des tourbillons longitudinaux (voir [43,46,47]). Ce sont des tourbillons de type « jet », caractérisés par une vitesse axiale dans leur cœur supérieure à la vitesse extérieure, par opposition aux tourbillons de type « sillage » où la vitesse au cœur est inférieure [48]. Concernant leur position, Leclerc [43] trouve leurs axes inclinés de  $8^\circ$  et  $7^\circ$  par rapport à la lunette et au flanc de la maquette (voir Figure 29).

Lehuteur et al. [49], expérimentalement, et Rouméas et al. [45], par calcul numérique, définissent la formation des tourbillons en trois phases. Tout d'abord, une phase de naissance, se déroulant proche du coin supérieur de la lunette, où les structures ne sont pas encore totalement formées. Elle est suivie d'une phase de stabilisation, où les vortex sont pleinement développés et stables grâce à l'alimentation continue en fluide depuis les côtés de la lunette. Enfin, leur cycle de vie se termine par une phase de dissipation débutant après que les tourbillons se soient séparés de la surface. Ils ne sont alors plus alimentés par l'écoulement provenant des flancs de la maquette, et dégénèrent rapidement dans le sillage.



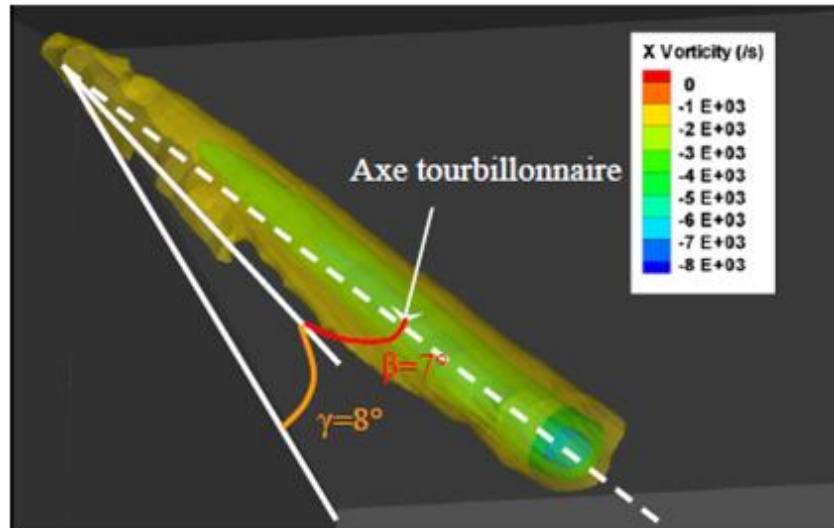


Figure 29 : Position de l'axe d'une des structures longitudinales, d'après Leclerc [43]

La structure des tourbillons a été affinée par Spohn et Gilliéron [34], puis par Krajnovic et Davidson [37], qui ont montré qu'elle se composait d'un, puis de deux tourbillons secondaires supplémentaires tournant à la façon d'un train d'engrenages (voir Figure 30).

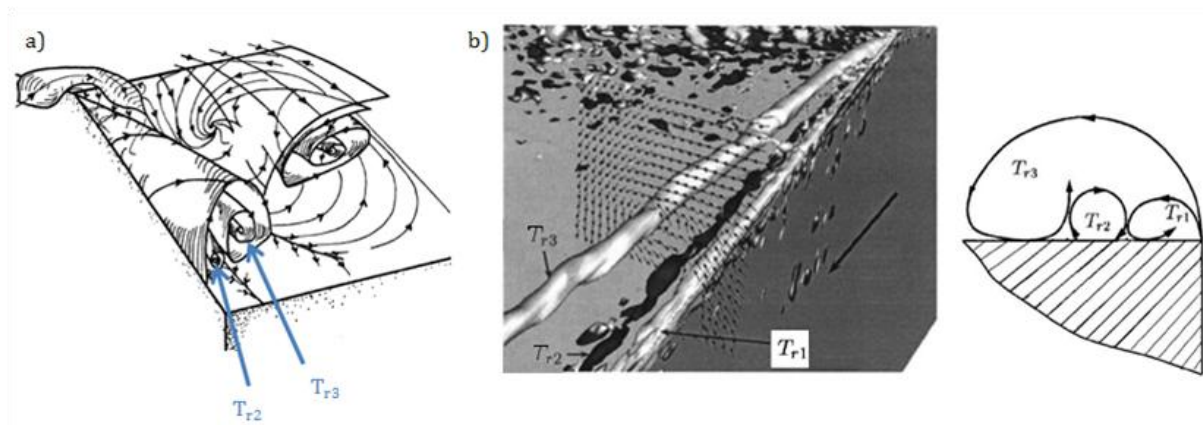


Figure 30 : Structure des tourbillons longitudinaux d'après (a) Spohn et Gilliéron [34] et (b) Krajnovic et Davidson [37]

### 2.2.3. Recirculation de culot

Dans le plan longitudinal de la maquette, la recirculation de culot présente un écoulement classique avec deux structures contrarotatives transverses caractéristiques de ce type de géométrie. Cependant, comme le montre la Figure 31 issue de mesures PIV réalisées par Thacker et al. [50], ces deux tourbillons (notée cellule T1 et cellule T2 sur le schéma) sont fortement dissymétriques, aussi bien par leur taille que par la position de leur centre tourbillonnaire. La structure supérieure T1 est beaucoup plus développée que la structure T2 et occupe quasiment toute la surface du culot. La Figure 31 montre également que l'ensemble de la zone de recirculation s'étend dans le sillage d'une longueur de l'ordre de grandeur de la hauteur du culot. En définissant  $h_c$  la hauteur du culot, Minguez et al. [35] (en numérique) et Lienhart et al. [51] (en expérimental) trouve par exemple tous les deux une longueur de recirculation de  $0.6h_c$ .

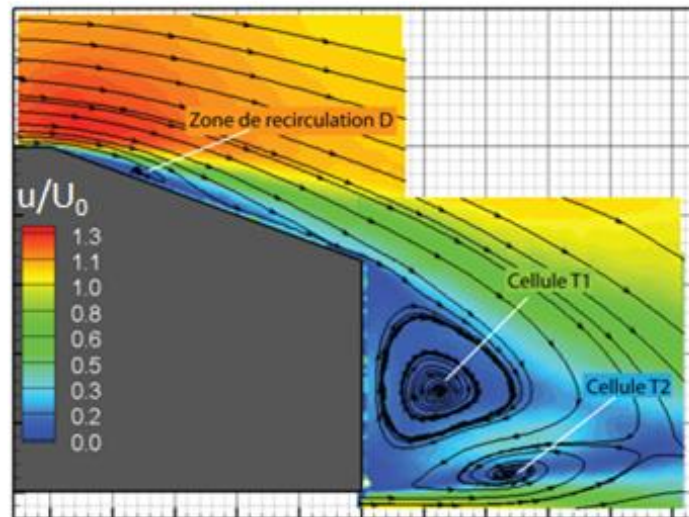


Figure 31 : Mesures PIV dans le plan longitudinal médian, d'après Thacker et al. [50]

Cependant, si ces structures sont bien documentées dans le plan médian, leur aspect global et leur comportement sur le pourtour du culot reste très peu étudié, Ahmed et al. [33] les décrivant simplement comme des tourbillons en « fer à cheval » dont les extrémités s'étendent dans le sillage. Krajnovic et Davidson [37] proposent cependant un certain nombre d'hypothèses intéressantes à la lumière de ses simulations LES (voir Figure 32). Si les deux tourbillons sont bien des structures de type fer à cheval, le tourbillon supérieur (T1 en bleu sur le schéma) est advecté dans le sillage, où il s'agglomère avec les tourbillons longitudinaux pour ne former qu'une seule structure. Par contre, le tourbillon inférieur (T2 en rouge) a un comportement singulier et voit ses extrémités s'étendre sur la circonférence du culot.

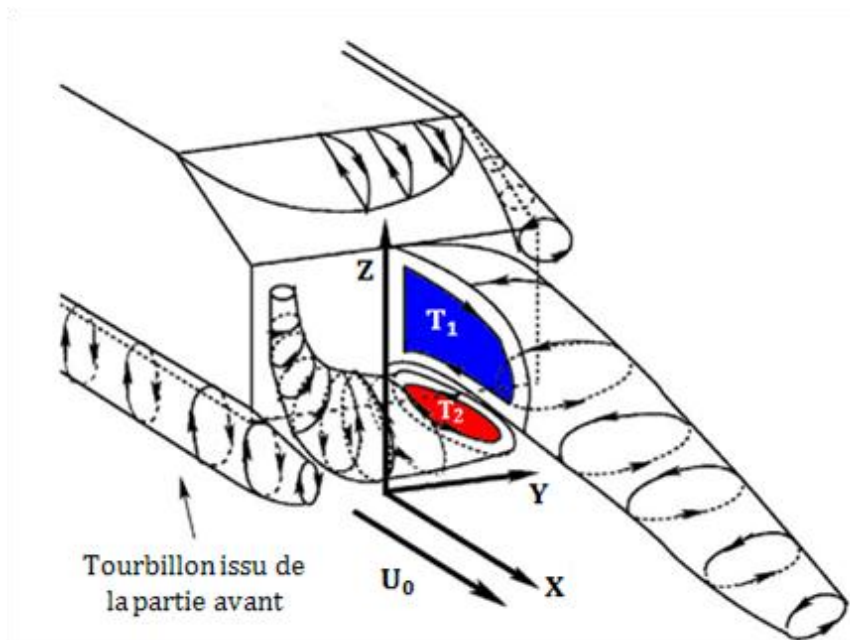


Figure 32 : Schéma de la recirculation de culot, d'après Krajnovic et Davidson [37]

Un point intéressant concernant la Figure 32, est qu'elle fait apparaître une deuxième paire de tourbillons longitudinaux provenant de la partie avant et se développant sur le bas des

flancs du corps. Ces structures pourraient être dues à un décollement de la couche limite en amont du corps, produisant par enroulement un tourbillon en fer à cheval ceinturant le corps [8]. Elles apparaissent très peu dans la littérature, mais sont également observées dans l'étude de Strachan et al. [52] concernant un corps de Ahmed sur sol défilant. Ils soulignent que dans leur cas et celui de Krajnovic et Davidson [37], le corps de Ahmed est dépourvu de support (pieds cylindriques ou autres), et ils font l'hypothèse que les sillages dépressionnaires causés par ces supports pourraient simplement aspirer ces structures et empêcher leur observation dans le sillage.

Les trois grands ensembles décrits précédemment constituent donc en grande partie le sillage à l'arrière du corps de Ahmed. La répartition de pression dans cette zone et la trainée du corps vont donc fortement dépendre de ces structures.

### 2.3. TRAINEE DU CORPS A 25°

Comme le montre la Figure 25, les surfaces arrière du corps jouent un rôle prépondérant dans la trainée aérodynamique et le cas du corps à 25° présente une contribution très importante de la lunette (voir Krajnovic et Davidson [36]). Les cartographies de répartition de pression réalisées expérimentalement et numériquement à l'arrière du corps par Fares [53] le soulignent également, et permettent de détailler le rôle des différentes structures accolées à ces surfaces (voir Figure 33) :

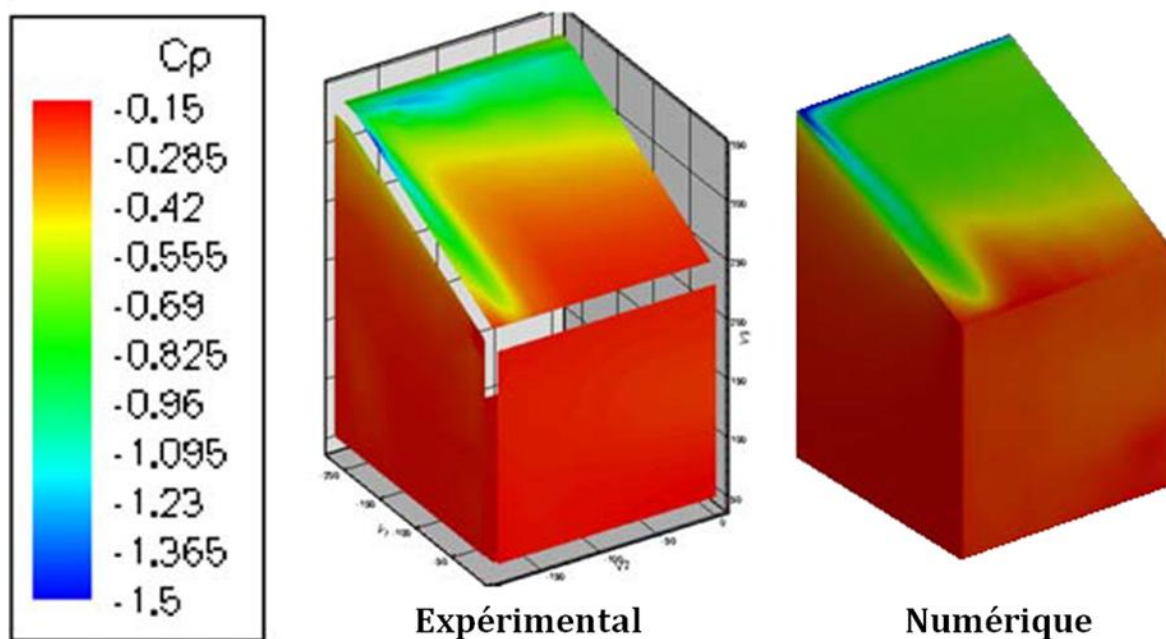


Figure 33 : Répartition de pression à l'arrière du corps de Ahmed, d'après Fares [53]

La lunette subit les dépressions les plus fortes, confirmant son rôle important dans la génération de trainée. Plusieurs zones peuvent être identifiées :

- **Proximité immédiate de l'arête :** cette zone s'accompagne d'une très forte dépression, causée par l'accélération de l'écoulement au passage de la « cassure ». Elle est cependant confinée à une surface très réduite.

- **Centre haut de la lunette :** siège d'une pression relativement faible, cette zone épouse les contours du bulbe décollé décrit au paragraphe 2.2.1, et confirme donc la forte contribution de cette structure dans la trainée.
- **Centre bas de la lunette :** située hors du bulbe décollé, cette zone présente des niveaux de pression plus hauts que les précédentes. On peut également constater que ces niveaux sont très proches de ceux observés au culot, ce qui va dans le sens des hypothèses émises par Spohn et Gilliéron [34] concernant une possible « ouverture » de la bulle de décollement sur l'écoulement de culot.
- **Côté de la lunette :** localisées sous les tourbillons longitudinaux présentés au paragraphe 2.2.2, ces zones sont également fortement dépressionnaires. Cette contribution importante des tourbillons longitudinaux a été mise en évidence par plusieurs autres auteurs, notamment par Beaudoin et al. [54] par voie expérimentale en utilisant la méthode de cavitation, ou encore par Kapadia et al. [55] par voie numérique.

La surface du culot présente quant à elle des dépressions moins importantes que la lunette, ce qui semble confirmer la répartition de  $C_x$  présentée Figure 25. Cependant, il faut garder à l'esprit que les efforts générés sur cette surface contribuent directement à la trainée (surface perpendiculaire à l'axe X), contrairement aux efforts produits par la lunette où seule la composante projetée sur cet axe va intervenir. La surface du culot étant également importante, la moindre modification de la pression dans cette zone, même très faible, peut alors avoir une forte influence sur la trainée.

On constate également des différences significatives entre les résultats expérimentaux et numériques produits par Fares [53] à un même nombre de Reynolds. Les simulations numériques produisent en effet un bulbe décollé plus étendu. Cela pourrait être la conséquence de conditions turbulentes amont différentes entre expérimental et numérique.

L'examen des cartographies de pertes de pression totale permet également de se faire une idée plus précise des différentes structures du sillage responsables de la trainée. La Figure 34 correspond à des mesures réalisées par Rouméas [46] dans un plan vertical situé à une distance relative du culot de  $0.05h_c$ . Elle permet de préciser la trace des tourbillons longitudinaux (1), du bulbe décollé (2), et de la recirculation de culot (3).

Si la topologie globale de l'écoulement à l'arrière du corps jouit d'un consensus global dans la littérature, ce n'est par contre pas le cas des valeurs de trainée où de fortes disparités existent. Le Tableau 2 répertorie quelques valeurs publiées. La dispersion observée est probablement la conséquence de la grande sensibilité de l'écoulement autour du corps de Ahmed à  $25^\circ$  aux conditions amont. D'autre part, la nature du décollement sur la lunette arrière le rend également très sensible à la définition de l'arête pavillon / lunette (voir Conan et al. [56]). Il faut également ajouter à cela la grande diversité des techniques de mesures employés (numériques, expérimentales) et les différences sensibles qui peuvent exister entre chaque étude (par exemple au niveau des supports du corps). Néanmoins, un lien peut être établi entre les écarts observés sur les valeurs de  $C_x$  et ceux sur la taille du bulbe décollé (cf. Tableau 1).

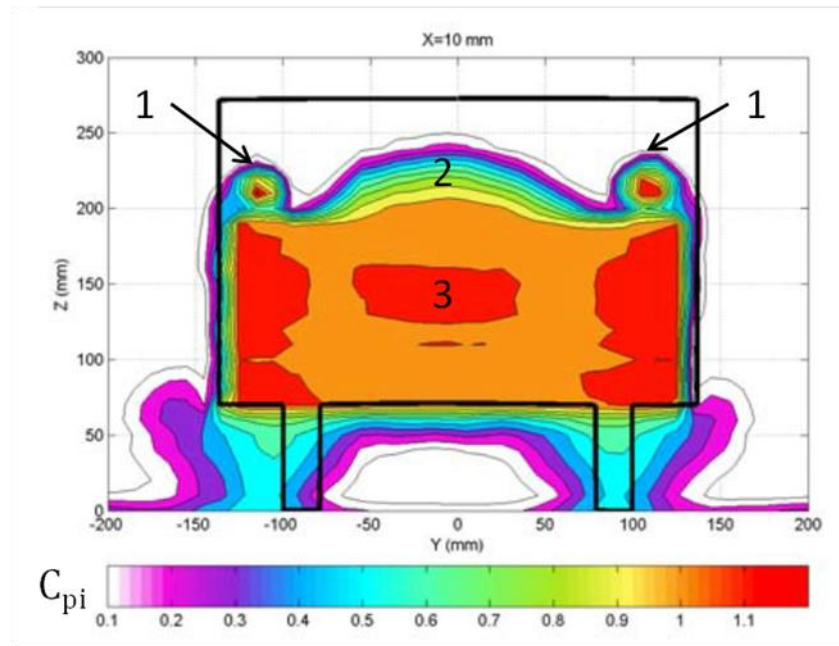


Figure 34 : Cartographie de pertes de pression totale, depuis Rouméas [46]

Tableau 2 : valeurs de  $C_x$  relevées dans la littérature

Auteur	Re	$C_x$
Fares [53]	$2.87 \cdot 10^6$	0.28
Ahmed et al. [33]	$4.29 \cdot 10^6$	0.285
Thacker [44]	$0.73 \cdot 10^6 - 3.9 \cdot 10^6$	0.408 - 0.382
Krajnovic et Davidson [36]	$0.2 \cdot 10^6$	0.292
Rouméas [46]	$2.8 \cdot 10^6$	0.31
Leclerc (numérique) [43]	$1.7 \cdot 10^6 - 2.8 \cdot 10^6$	0.34 - 0.32
Leclerc (expérimental) [43]	$1 \cdot 10^6 - 1.9 \cdot 10^6$	0.39
Kapadia et al. [55]	$2.8 \cdot 10^6$	0.28 (DES) 0.34 (RANS)

## 2.4. ASPECT INSTATIONNAIRE DU SILLAGE DU CORPS A $25^\circ$

A quelques rares exceptions près (notamment les travaux de Thacker et al. [44,50]), l'aspect temporel du sillage du corps de Ahmed est peu étudié de manière approfondie. Les études instationnaires rencontrées dans la littérature se focalisent principalement sur deux aspects : décrire l'écoulement instantané, qui est souvent bien différent de l'écoulement moyen, et déterminer des fréquences caractéristiques des différentes structures mises en jeu dans l'écoulement. Ces fréquences sont habituellement exprimées sous forme adimensionnée en faisant intervenir le nombre de Strouhal



### 2.4.1. Bulle décollée

Plusieurs études numériques permettent d'avoir un bon aperçu de la structure instantanée de la bulle de recirculation. Les travaux de Krajnovic et Davidson [37] présentés Figure 35 montrent en effet que cette structure se compose d'une multitude de petits tourbillons transversaux émis depuis l'arête pavillon / lunette, signe de sa grande instationnarité.

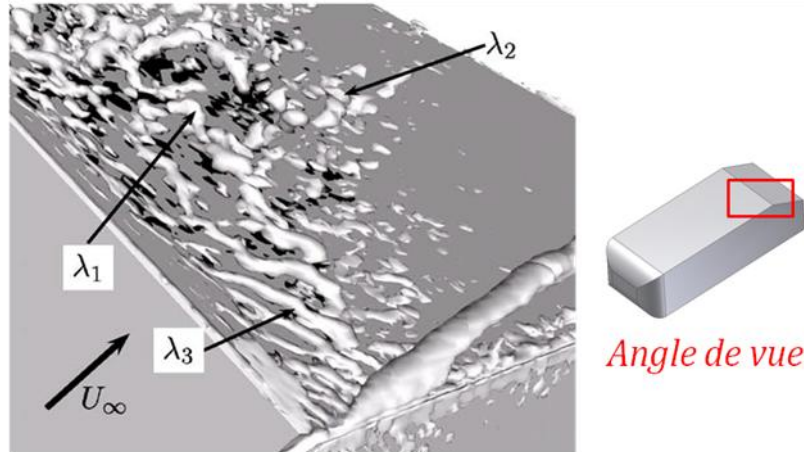


Figure 35 : Visualisation instantanée de l'écoulement sur la lunette, d'après Krajnovic et Davidson [37]

Ces tourbillons vont progresser le long de la lunette en s'agglomérant progressivement pour former des structures de taille légèrement plus importante ( $\lambda_1$ ), puis se séparer progressivement de la surface pour former ce que l'auteur qualifie « d'épingles à cheveux », notées  $\lambda_2$  sur le schéma. Certains vortex sont alors détruits, d'autres advectés dans le sillage, et une partie remonte également l'écoulement vers l'arête pavillon / lunette. Ces derniers permettent ainsi d'expliquer l'observation, en moyenne, d'une bulle de recirculation.

Deux fréquences caractéristiques peuvent être mises en évidence au niveau de cette structure, correspondant à deux phénomènes bien distincts. Le premier consiste en un mouvement de battement du bulbe décollé, mis en évidence numériquement par Hinterberger et al. [57]. En examinant des clichés instantanés de ses simulations numériques, celui-ci réussit à extraire des clichés correspondant à des situations complètement recollées et à l'inverse, complètement décollées (voir Figure 36) :

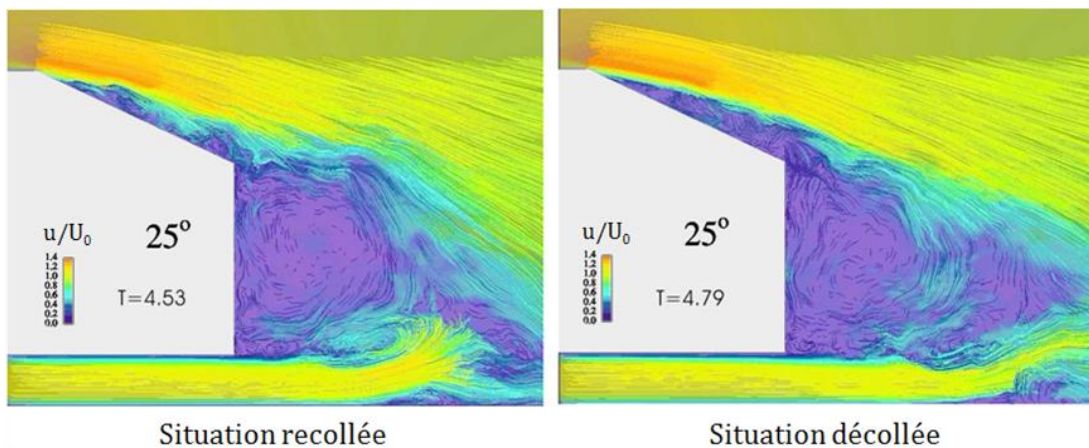


Figure 36 : Clichés instantanés de l'écoulement, d'après Hinterberger et al. [57]

Ce phénomène a été par la suite caractérisé expérimentalement de manière approfondie par Thacker [44], en usant de plusieurs moyens de mesure instationnaires couplés à une analyse POD. Il confirme que la bulle de recirculation est bien le siège d'un mouvement de grand ensemble plutôt basse fréquence se traduisant par une alternance d'extension et de rétrécissement de la zone décollée. Il détermine de plus un nombre de Strouhal caractéristique de ce phénomène, basé sur la racine carrée du maître-couple de la maquette :  $St = 0.22 - 0.23$  en fonction du nombre de Reynolds. Boucinha et al. [58] relèvent également une valeur similaire ( $St = 0.18$ ), avec une maquette équivalente.

Thacker [44] note également une autre fréquence caractéristique à un nombre de Strouhal plus élevé,  $St = 0.6$ , basé sur la longueur moyenne du bulbe décollé. Il associe cette fréquence à un lâcher tourbillonnaire, lié lui-même au développement d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz dans la couche cisailée entre le décollement et l'écoulement extérieure.

#### 2.4.2. Tourbillons longitudinaux

La plupart des études portant sur l'instationnarité du sillage du corps de Ahmed à  $25^\circ$  rapportent que les tourbillons longitudinaux sont des structures relativement stables évoluant très peu dans le temps (Thacker et al. [44,50], Krajnovic et Davidson [37], Vio et al. [42]). Plusieurs auteurs relèvent néanmoins un certain niveau de fluctuations lors de la naissance du tourbillon en haut de la lunette, et attribuent ceci à la proximité du bulbe décollé. Ceci est renforcé par le fait que les fréquences mesurées dans cette zone correspondent alors à celles détectées dans le bulbe (voir Minguez et al. [35]). Ces derniers ont d'ailleurs très bien illustré l'interaction existant entre ces deux structures : certaines petites structures transversales, créées au niveau de l'arête pavillon / lunette, sont aspirées par les tourbillons longitudinaux pour former des structures hélicoïdales (voir Figure 37).

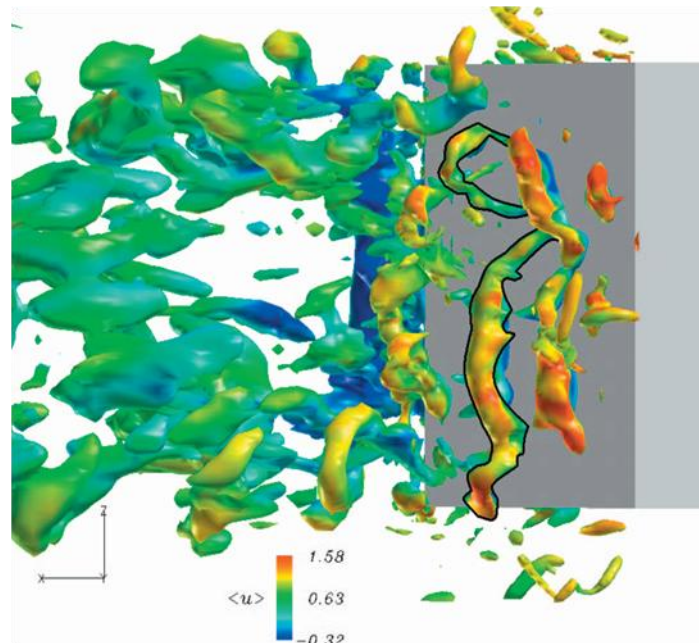


Figure 37 : Interactions entre le bulbe décollé et les tourbillons longitudinaux, d'après Minguez et al. [35]

### 2.4.3. Recirculation de culot

La dynamique instationnaire du culot est peu documentée dans la littérature. Cependant plusieurs valeurs de Strouhal  $St_A$ , basées sur la racine carrée du maître-couple, sont proposées (voir Tableau 3). Cette formulation du nombre de Strouhal s'exprime de la manière suivante, avec  $h_0$  la hauteur du corps, et  $l_0$  sa largeur :

$$St_A = \frac{f\sqrt{h_0 l_0}}{U_0} \quad (10)$$

Tableau 3 : Valeurs de Strouhal mesurées au culot relevées dans la littérature

Auteur	Re	$St_A$
Minguez et al. [35]	$7.7 \cdot 10^5$	0.42
Thacker [44]	$1.4 \cdot 10^6 - 2.9 \cdot 10^6$	0.53
Boucinha et al. [58]	$6.7 \cdot 10^5$	0.36
Vino et al. [42] (lunette à 30°)	$1.7 \cdot 10^6 - 2.4 \cdot 10^6$	0.36 - 0.39

Bien qu'ils soient réalisés sur une maquette avec un angle de lunette à 30°, les travaux de Vino et al. [42] fournissent une analyse intéressante du comportement de la structure de culot. L'analyse spectrale des signaux de pression en haut et en bas du culot révèle qu'une opposition de phase est présente dans le phénomène périodique détecté entre ces deux zones. L'auteur y voit ici la trace d'un lâcher tourbillonnaire alterné tel que l'on peut l'observer dans le sillage d'un barreau de section carré (voir Roshko [59]), hypothèse également reprise par Thacker [44].



### 3. CONTROLE DES DECOLLEMENTS

L'objectif de cette troisième partie est de présenter un état de l'art des connaissances et techniques en matière de contrôle des écoulements. Les différents aspects du contrôle en mécanique des fluides sont tout d'abord exposés, en insistant particulièrement sur le contrôle du décollement. Les différentes catégories de contrôle existantes sont ensuite détaillées, en s'intéressant particulièrement au contrôle par jets et aux effets du forçage périodique.

#### 3.1. LE CONTROLE EN MECANIQUE DES FLUIDES

Le contrôle est, au sens large, un domaine pluridisciplinaire ayant des applications dans de nombreux secteurs. En se restreignant au domaine de la mécanique des fluides, le contrôle d'écoulements peut être défini de la manière suivante (librement inspirée de Flatt [60]) : le contrôle d'écoulements regroupe toutes les techniques ou procédés forçant un écoulement à se comporter différemment de la façon dont il l'aurait fait naturellement.

Les applications en mécanique des fluides sont alors extrêmement diverses, trouvant autant de débouchés qu'il y a de types d'écoulements. Pour citer une application très originale touchant à la biomécanique, cela peut par exemple consister à modifier l'écoulement de l'air dans les fosses nasales d'un patient pour faciliter sa respiration [61]. Dans le secteur des transports auquel s'intéresse ce mémoire, les utilisations sont également très variées : diminution du bruit dans les transports terrestres et aériens, augmentation de la portance des aéronefs, amélioration du mélange dans les chambres de combustion, et bien sûr réduction de la traînée aérodynamique et donc de la consommation en carburant. Cette liste est non-exhaustive, et de nombreuses applications à des problèmes précis peuvent être recensées (l'auteur tient particulièrement à citer l'« Effet Meredith » [62] s'appliquant au refroidissement des chasseurs à pistons de la Seconde Guerre mondiale, et qui fit les beaux jours du P-51 Mustang).

Une grande partie des actions de contrôle en aérodynamique concerne les décollements. Ces décollements sont en effet générateurs de traînée (voir première partie de ce chapitre), mais peuvent également être destructeurs de portance dans le cas des avions, ou encore provoquer de nuisances sonores au travers des structures tourbillonnaires qui les accompagnent. Si l'on cherche généralement à réduire les décollements ou à les supprimer, dans certains cas il peut être intéressant de les provoquer. Quoiqu'il en soit, la démarche revient principalement à agir sur la couche limite. Dans l'objectif de retarder le décollement, l'idée consiste alors à rendre la couche limite plus résistante aux gradients de pression adverses. Cela peut se faire en diminuant le déficit de vitesse se produisant en proche paroi (voir Figure 8) et donc en ajoutant de la quantité de mouvement (voir Figure 38). Cet ajout de quantité de mouvement peut être réalisé de plusieurs façons :

- Déclenchement de la turbulence dans la couche limite (cependant en automobile la couche limite est généralement déjà turbulente dans les zones où le contrôle est nécessaire).
- Injection directe de quantité de mouvement via un mécanisme d'entraînement quelconque.
- Aspiration de la zone de faible vitesse en proche paroi.
- Déplacement de quantité de mouvement depuis l'extérieur de la couche limite (l'écoulement non perturbé) vers les basses couches.

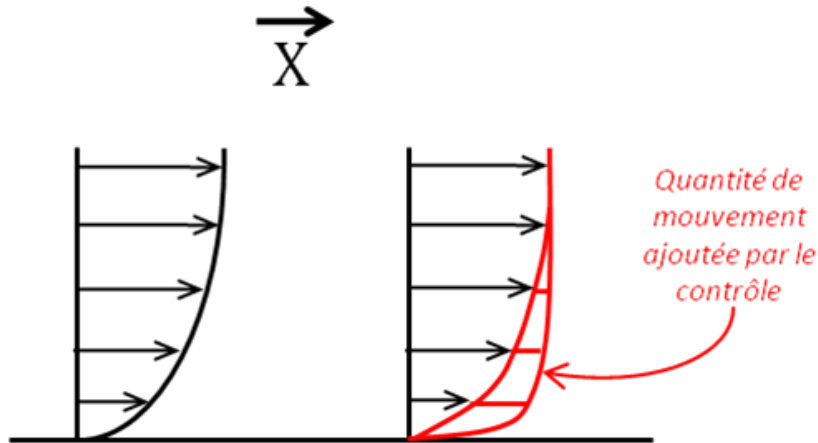


Figure 38 : Principe de réduction / suppression du décollement

Cependant, comme mentionné précédemment, il est parfois plus judicieux de favoriser le développement du décollement, voir même de le provoquer, plutôt que de tenter de le réduire. Modifier sa forme ou sa position peut également être une stratégie payante.

Pour mettre en œuvre ces différentes stratégies, différentes méthodes sont possibles. La partie suivante va s'attacher à en dresser un bref état de l'art, en se focalisant sur le domaine des transports et l'automobile en particulier.

### 3.2. LE CONTROLE DU DECOLLEMENT

Le contrôle du décollement est un sujet très étudié par la communauté scientifique, comme le montre la très grande diversité des solutions proposées dans la littérature. En faisant abstraction de l'aspect technologique du contrôle, les différentes techniques peuvent être divisées en deux grandes catégories : le contrôle passif et les contrôles actifs et réactifs (voir Figure 39).

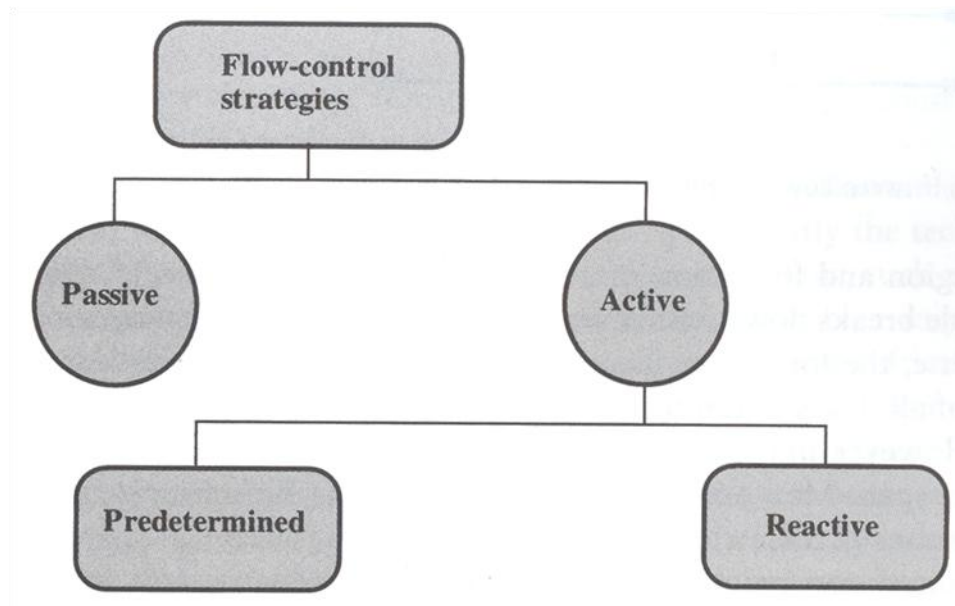


Figure 39 : Classification des solutions de contrôle, d'après Gad-el-Hak [63]

La principale différence entre les deux concerne l'utilisation ou non d'énergie pour effectuer le contrôle, le passif n'en utilisant pas au contraire de l'actif. La frontière entre ces deux catégories peut être mince, avec des méthodes tenant un peu des deux catégories. C'est par exemple le cas du soufflage passif, qui injecte effectivement de l'énergie en un point du sillage mais qui prend cette énergie ailleurs dans l'écoulement, ou encore les ailerons actifs, qui sont des composants passifs par définition, mais rendus actifs car commandés en position. Ces deux techniques sont détaillées plus loin dans cette partie.

La Figure 39 montre également que les techniques de contrôle actif peuvent être subdivisées suivant leur capacité à s'adapter automatiquement ou non aux caractéristiques de l'écoulement via une boucle de rétroaction (on parle alors de contrôle réactif). Cet aspect du contrôle n'est pas développé dans le cadre de ce mémoire.

### 3.2.1. Contrôle passif

La première technique de contrôle passif qui peut être citée est l'optimisation de forme. Pratiquée depuis toujours en aérodynamique, la recherche de la forme optimale d'une voiture ou d'un avion, limitant au maximum les décollements, est une discipline qui commence à être bien maîtrisée. Les constructeurs automobiles proposent régulièrement des « concept cars » aux formes novatrices et aux coefficients de traînée remarquablement faibles (voir par exemple Figure 40, la Mercedes Bionic, inspirée du poisson-coffre, avec son  $C_x$  de 0.19. A comparer avec le  $C_x$  moyen de 0.35 de la production actuelle [43]).



Figure 40 : Mercedes Bionic ( $C_x$  : 0.19)

Cependant, de lourdes contraintes pèsent sur la forme des véhicules, en raison des contraintes d'habitabilité et de sécurité, mais également de design. Les compromis effectués sont rarement en faveur de l'aérodynamique, et souvent les décollements néfastes ne peuvent être évités. Des solutions à base d'éléments rapportés de type aileron ou becquet sont alors fréquemment employées. Cependant, si ces appendices sont massivement utilisés en course automobile (voir Figure 41), il n'en va pas de même avec les automobiles de série où les contraintes de design s'opposent une fois de plus à l'aérodynamique. Le transport routier de marchandises constitue néanmoins une exception, et des solutions de types plaques séparatrices sont régulièrement proposées (voir par exemple les travaux de Coon et Visser [64]). Le poids lourd présenté Figure 41 est par exemple équipé de plaques séparatrices longitudinales, mais

des plaques séparatrices transversales sont également étudiées (voir [65]). Dans les deux cas, le but de ces plaques est de modifier la forme du décollement de manière favorable afin de limiter son impact sur la trainée.



Figure 41 : Appendices aérodynamiques : Lotus Renault R31 2011 (gauche) et plaques séparatrices longitudinales sur un poids lourd (droite, d'après Coon et Visser [64])

Le manque de discrétion de toutes ces techniques passives pousse cependant au développement d'autres solutions moins visibles. L'emploi de générateurs de vortex illustre bien cette tendance. Implantés en amont d'un décollement, ces dispositifs ont une forme spécialement étudiée pour créer une paire de tourbillons longitudinaux contrarotatifs permettant un transfert de quantité de mouvement de l'écoulement non perturbé vers la couche limite, la rendant ainsi plus résistante au décollement. Ces dispositifs reposent sur l'interaction entre un obstacle et une couche limite telle que celle décrite Partie 1.2.3, notamment Figure 17. Les générateurs de vortex constituent en effet une série d'obstacles qui vont interagir avec l'écoulement incident. Comme le schématise la Figure 42, issue des travaux de Aider et al. [23], le tourbillon en fer à cheval formé par chacun des obstacles crée ainsi une paire de tourbillons longitudinaux contrarotatifs qui participent au brassage et à l'échange de quantité de mouvement.

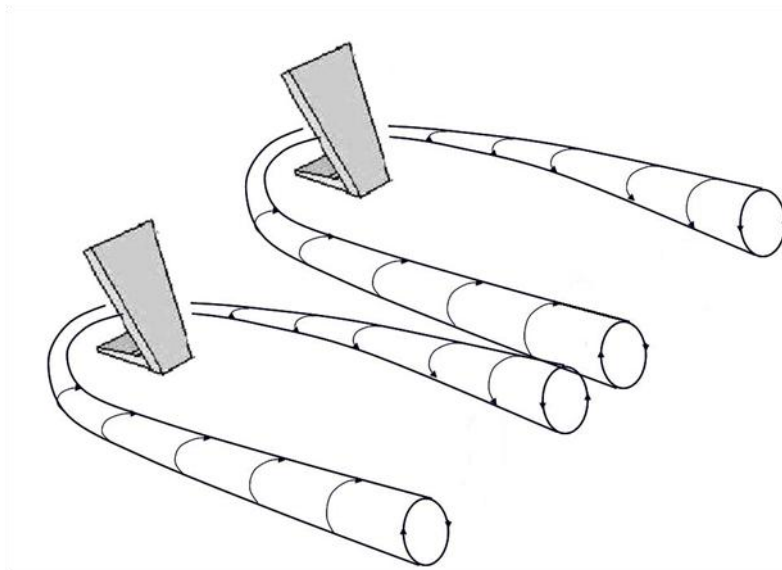


Figure 42 : Principe des générateurs de vortex passifs, d'après Aider et al. [23]

L'utilisation de ces appendices relativement discrets (du moins par rapport aux solutions de la Figure 41) est très répandue en aéronautique, depuis déjà des décennies (voir Hoerner [66]). Leur emploi dans le domaine de l'automobile est beaucoup plus récent, et se retrouve surtout sur des concept cars (Logan Eco2 Concept de Renault [67], ou encore C-Airlounge de PSA [68]). Ils sont par contre appliqués sur un véhicule de série par Mitsubishi, présenté Figure 43, où ils parviennent avec succès à réduire le décollement et la traînée du véhicule [69].

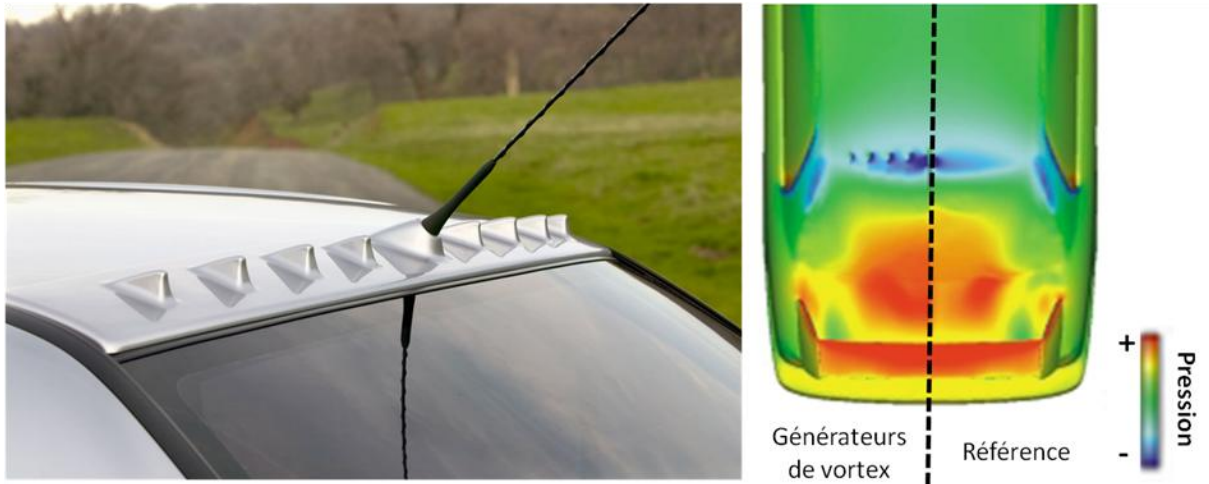


Figure 43 : Générateurs de vortex sur Mitsubishi Lancer Evolution VIII : intégration sur véhicule (gauche) et distribution de pression sur la partie arrière d'après Koike et al. [69] (droite)

Les générateurs de vortex souffrent encore malgré tout de leur manque d'intégration dans la carrosserie du véhicule (à l'exception près de certaines solutions de générateurs de vortex actifs qui seront présentées dans la partie suivante). D'autres techniques sont également à l'étude, telle que l'adjonction de parois poreuses. Ces surfaces modifient localement le développement de la couche limite et donc influencent la formation des décollements (voir par exemple les travaux de Bruneau et al. [70] sur corps de Ahmed). L'idée est de « piéger » les strates inférieures basses vitesses de la couche limite dans l'épaisseur du matériau poreux (voir Figure 44).

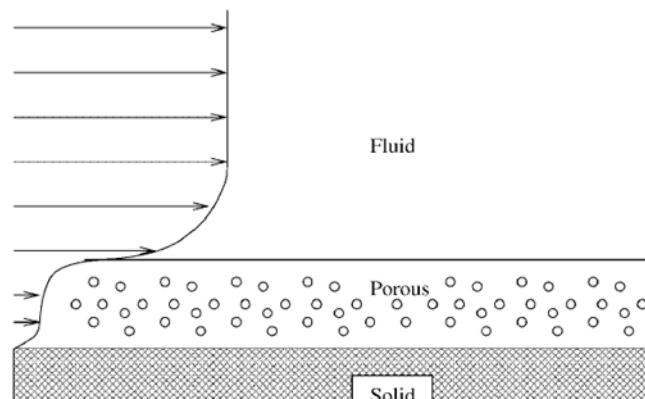


Figure 44 : Principe du contrôle de couche limite par paroi poreuse, d'après Bruneau et Mortazavi [71]

Une autre technique permettant de redynamiser la couche limite repose sur l'injection directe de quantité de mouvement tangentielle à la paroi. Ceci peut être fait par une fente

assurant un soufflage à la paroi dans une direction parallèle à celle de l'écoulement. Dès lors que le soufflage est assuré sans dépense d'énergie en prélevant du fluide à un endroit pour le réinjecter à un autre, cette technique de contrôle peut être qualifiée de passive. Cette technique est très employée en aéronautique [66], avec par exemple les volets à fentes qui améliorent la portance au décollage et à l'atterrissage, en permettant à l'air de circuler de l'intrados des ailes vers l'extrados et d'y maintenir l'écoulement attaché. En automobile, le soufflage tangentiel passif est néanmoins peu employé.

L'injection de quantité de mouvement peut également se faire de façon normale, dans certaines zones décollées, afin d'y provoquer une remontée de pression globale. C'est par exemple la solution employée sur un corps académique à culot droit par Falchi et al. [72]. Ferrari est un des rares constructeurs à avoir étudié un tel dispositif sur son concept car FXX Millechili [73]. Le flux d'air prélevé sur le côté du véhicule est injecté directement dans le sillage, et en affaiblissant un certain nombre de structures tourbillonnaires, provoque une remontée de pression et donc une réduction significative de la trainée.

### 3.2.2. Contrôle actif

Les techniques de contrôle actif se différencient des méthodes passives par le fait qu'elles nécessitent une source d'énergie pour fonctionner. L'utilisation d'une source d'énergie extérieure procure un certain nombre d'avantages qui les rendent très attractives. L'action de contrôle peut en effet s'adapter aux paramètres de l'écoulement et rendre ainsi le système plus efficace. Le système de contrôle peut aussi être désactivé lorsqu'il n'est pas utile. Parmi les techniques dites actives, on peut néanmoins distinguer dans le cadre de cette présentation les techniques passives rendues actives afin d'en optimiser l'efficacité, des techniques pour lesquelles l'apport d'énergie est nécessaire au fonctionnement de l'actionneur (parois mobiles, décharges plasma, jets synthétiques ou pulsés).

Les différents ailerons rétractables qui fleurissent dans la production automobile actuelle sont le parfait exemple de ces techniques pseudo-actives, dans la mesure où l'apport d'énergie n'est utilisé que pour optimiser l'efficacité d'une technique de contrôle passif classique. On en trouve par exemple sur de nombreux véhicules sportifs du groupe Volkswagen (Audi TT entre autres), mais également sur le concept car C-Sportlounge de PSA [68]. L'aileron rétractable y est ici implanté de manière originale dans le diffuseur (voir Figure 45). Ce concept de dispositif passif escamotable est également repris sur une autre étude de la marque, le C-Airlounge, où une rangée de générateurs de vortex implantée en fin de pavillon peut être déployée ou non en fonction de la vitesse (voir [68], également présenté Figure 45).

Toujours dans le domaine de l'automobile, certains concepts pourraient également presque s'apparenter à de l'optimisation de forme active. BMW a par exemple développé un concept nommé Gina, dont la forme de la carrosserie, en tissu élastique, peut être modifiée par l'intermédiaire de vérins et autres actionneurs [74].

Une autre approche du contrôle actif repose sur l'utilisation de parois mobiles. L'idée est ici de ré-accélérer le fluide dans les strates inférieures de la couche limite en mettant en mouvement la paroi. Ceci prend souvent la forme de cylindres rotatifs implantés à proximité des zones de décollements, comme par exemple dans l'étude de Beaudoin et al. [75] sur un corps académique. Comme le montre la Figure 46, le cylindre tournant implanté à l'arête permet de diminuer de manière très efficace le décollement à l'arrière du corps.





Figure 45 : Contrôle actif chez PSA : aileron déployable sur C-Sportlounge (gauche) et générateurs de vortex escamotable sur C-Airlounge (droite)

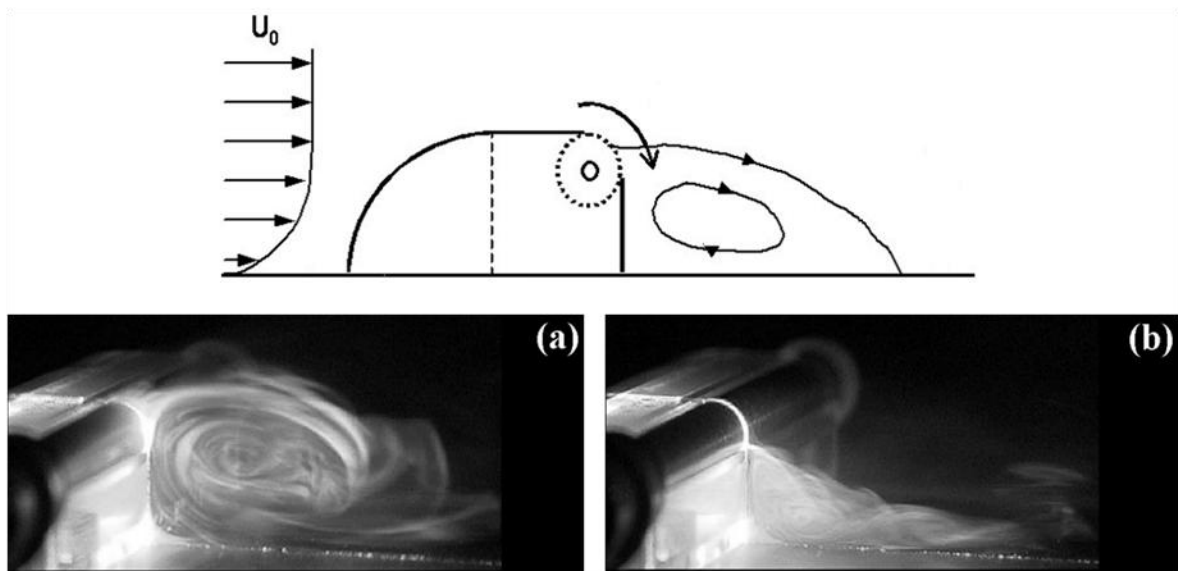


Figure 46 : Contrôle actif par cylindre rotatif, d'après Beaudoin [22] : a) écoulement de référence, b) écoulement avec cylindre tournant

Dans le domaine des transports, cette technique est envisagée pour réduire le décollement à l'arrière des remorques de poids lourds [76]. Cette technique a également été étudiée en aéronautique pour supprimer le décrochage des profils d'ailes en forte incidence [77]. Les contraintes technique sont cependant très importantes, et peu compatibles avec une utilisation pratique.

Le contrôle par décharges de plasma est un autre exemple de techniques nécessitant de l'énergie pour fonctionner. Les actionneurs plasma provoquent en effet un déplacement de l'air en l'ionisant grâce à des tensions électriques très importantes (de l'ordre de la dizaine de kV). Ce déplacement d'air est appelé « vent ionique », et peut être utilisé dans le cadre du contrôle de décollement. Les recherches menées à ce jour sur le contrôle par actionneurs plasma concernent principalement le domaine de l'aéronautique, avec de nombreuses applications sur des profils d'ailes (voir par exemple l'étude de Jolibois et al. [78] sur le profil NACA 0015). Les applications aux véhicules terrestres restent rares, mais les travaux de Boucinha et al. [58] sur corps de Ahmed sont détaillés plus loin dans ce mémoire.

Les techniques de contrôle actif sont donc très diversifiées, mais cependant, une grande part de la recherche se focalise actuellement sur les différents types de contrôle par jets.

### 3.2.3. Contrôle par jets

Le contrôle par jets est de loin la technique active la plus étudiée, comme en atteste le nombre important de publications qui lui sont consacrées. Le principe de base consiste à influencer localement l'écoulement par soufflage et / ou d'aspiration via des orifices en paroi, dans l'objectif de supprimer un décollement ou de le modifier de manière favorable.

Dans le domaine automobile, l'avantage évident de ces solutions est qu'elles sont pratiquement invisibles pour l'utilisateur. L'intérêt est alors très grand du point de vue du design, puisque qu'il devient, en quelques sortes, libéré des contraintes aérodynamiques. Le contrôle par jets, en s'affranchissant d'appendices visibles, devrait donc dans l'idéal permettre de rendre aérodynamique des formes qui ne le sont pas.

Les contraintes techniques sont par contre très lourdes, même si certains types de soufflage tendent à les minimiser. Souffler (ou aspirer) nécessitent en générale une tuyauterie élaborée, un système de génération de pression ou de dépression, etc. Les perspectives offertes par un système de contrôle invisible et adaptable facilement à l'écoulement poussent néanmoins à surpasser ces contraintes.

On distingue généralement quatre types de contrôle par jets :

- **Le soufflage continu** : méthode la plus simple, elle consiste à ajouter de la quantité de mouvement de manière continue. Une couche limite peut ainsi être renforcée par soufflage tangentiel et mieux résister au décollement. Le soufflage continu peut également être injecté normalement à la paroi, afin de briser les structures tourbillonnaires génératrices de trainée ou de les repousser loin du corps pour limiter leur influence.
- **L'aspiration continue** : pratiquée à la paroi, elle permet d'extraire du fluide de l'écoulement. Les zones basses vitesses de la couche limite peuvent ainsi être supprimées, mais cette action peut également cibler des structures tourbillonnaires entières.
- **Le soufflage pulsé** : le soufflage pulsé correspond à un soufflage continu intermittent, alternant phase de soufflage et phase de repos.
- **Le soufflage synthétique** : le soufflage synthétique est un cas particulier de soufflage pulsé avec un débit nul : la phase de repos est remplacée par une phase d'aspiration, et ce type de soufflage ne nécessite donc pas d'alimentation en air pour fonctionner.

En fonction du type de contrôle, différents paramètres vont intervenir :

- **La position du contrôle**, par rapport à la zone d'écoulement à contrôler.
- **La géométrie des fentes** ou des orifices et leur orientation par rapport à l'écoulement.
- **La répartition spatiale des orifices** pour le cas d'un contrôle par multi-jets.
- **La quantité de mouvement injectée** (ou retirée) dans l'écoulement. Cette dernière peut être définie en moyenne et / ou par une valeur associée au cycle de fonctionnement mis en œuvre (cas d'un contrôle par jets synthétiques ou pulsés).
- **La fréquence et le rapport cyclique** (cas des jets synthétiques ou pulsés).



La quantité de mouvement associée au contrôle par jets est en général définie sous une forme adimensionnelle faisant intervenir un coefficient de quantité de mouvement, noté  $C_\mu$ . Ce coefficient est défini comme le rapport entre la quantité de mouvement injectée dans l'écoulement et une quantité de mouvement de référence représentative de l'écoulement à contrôler (d'après Greenblatt [79] et adapté pour un cas 3D) :

$$C_\mu = \frac{\rho S_j U_j^2}{\frac{1}{2} \rho S_{ref} U_0^2} \quad (11)$$

$U_j$  est une vitesse caractéristiques de soufflage et ou d'aspiration et  $S_j$  est la surface totale du / des orifices produisant le / les jets.  $S_{ref}$  est une aire choisie pour être représentative de l'écoulement à contrôler. Cela peut être classiquement le maître-couple du corps sur lequel le contrôle s'effectue, ou alors une définition plus judicieuse basée sur une épaisseur caractéristique de couche limite en amont d'un décollement. Aubrun et al. [80] par exemple, utilisent le produit de l'envergure du corps multipliée par l'épaisseur de couche limite comme surface de référence.

Pour les cas de contrôle par soufflage périodique (pulsés ou synthétiques), la vitesse caractéristiques des jets  $U_j$  peut être au choix la vitesse moyenne, la vitesse efficace ou encore une autre vitesse arbitraire représentative des jets. D'autre part, et afin de faciliter le lien avec les fréquences réduites (on parlera alors de Strouhal) caractéristiques de l'écoulement, l'aspect périodique de l'excitation peut également être caractérisé par une fréquence adimensionnelle, définie de la façon suivante :

$$St_j = \frac{f_j L_j}{U_0} \quad (12)$$

Les quantités  $f_j$  et  $L_j$  représentent respectivement la fréquence d'excitation et une longueur caractéristique du système de contrôle ou du corps étudié.

La technologie des actionneurs de soufflage est également en pleine expansion afin d'accompagner la recherche sur le contrôle. La plupart des développements actuels s'orientent dans le domaine des microjets. On peut par exemple citer les actionneurs à membrane [81], les oscillateurs fluidiques à effets Coanda [82] ou encore les micro-vannes magnéto-mécaniques [83]. La Figure 47 présente quelque uns de ces actionneurs. Dans le cadre de cette étude, c'est les micro-actionneurs à technologie MEMS (Micro Electro Mechanical System) développés par la société Flowdit [84] qui sont utilisés. Leur fonctionnement est précisé dans le Chapitre III de ce manuscrit.

Les micro-jets se différencient des jets classiques « macro » par leurs dimensions par rapport à l'écoulement à contrôler. Dans le domaine des transports terrestres, les jets sont qualifiés de « micro » dès qu'ils sont de l'ordre de quelques dixièmes de millimètre. Dans le cadre du contrôle actif, l'utilisation des micro-jets présente un avantage certain du point de vue du rendement énergétique de la solution : les débits utilisés sont en effet plus faibles que pour des macro-jets. Un certain nombre d'avantages technologiques peuvent également être trouvés dans l'objectif d'une application à l'automobile de série : les micro-actionneurs présentent un encombrement et un poids relativement contenus, associés à une consommation énergétique faible. Les micro-jets ont également l'avantage d'être particulièrement bien adaptés au contrôle périodique.

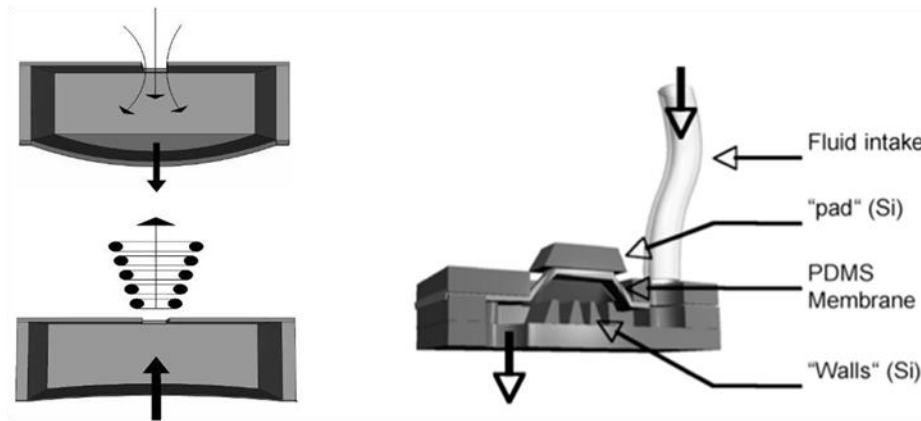


Figure 47 : Exemple de micro-actionneurs : actionneur à membrane pour jets synthétiques (gauche, d'après Gimeno et al. [81]), et micro-vanne magnéto-mécanique (droite, d'après Pernod et al. [83])

### 3.2.4. A propos du rendement énergétique

Dans le cas où l'action de contrôle vise une économie d'énergie, et c'est le cas pour le contrôle des écoulements appliqué à la réduction de trainée, il faut également porter une attention particulière au rendement énergétique des solutions étudiées. Il ne faut pas que l'énergie consommée par le système actif soit supérieure à celle qu'il permet d'économiser.

Pour les dispositifs visant à réduire la trainée d'une automobile, le rendement énergétique  $\eta$  est généralement défini de la manière suivante :

$$\eta = \frac{\text{Puissance dépensée dans le contrôle}}{\frac{1}{2} \rho A_0 \Delta C_x U_0^3} \quad (13)$$

Dans cette expression, le terme  $\frac{1}{2} \rho A_0 \Delta C_x U_0^3$  représente le gain réalisé sur la puissance nécessaire pour vaincre la résistance aérodynamique à l'avancement,  $\Delta C_x$  étant la variation du coefficient de trainée obtenue grâce au contrôle.

La puissance dépensée dans le contrôle dépend quant à elle du type de contrôle mis en jeu. Il peut s'agir d'une puissance électrique utilisée pour actionner divers mécanismes, et / ou d'une puissance pneumatique pour certaines solutions de type jets.

## 3.3. ELEMENTS COMPLEMENTAIRES CONCERNANT LE CONTROLE PERIODIQUE DU DECOLLEMENT

Le contrôle du décollement par forçage périodique (soufflage pulsé ou synthétique, mais également le plasma ou tout autre méthode pouvant introduire une perturbation fréquentielle) présente un certain nombre de particularités et d'avantages le rendant intéressant pour une application dans le domaine des transports.

Plusieurs auteurs relèvent ainsi une réduction notable du débit nécessaire pour provoquer un recollement en comparant des contrôles par jets continus et pulsés : McManus et al. [85], par exemple, constatent qu'à débit équivalent, un contrôle par jets pulsés peut provoquer un recollement sur une rampe descendante, alors qu'un contrôle par jet continu avec le même débit n'a aucun effet. De manière plus générale, Wygnanski [86] annonce qu'une excitation périodique

permet de réduire de 1 à 3 ordres de grandeur la quantité de mouvement nécessaire pour effectuer un recollement par rapport à un forçage continu.

Toujours dans le cas du contrôle du décollement, cette efficacité peut être expliquée, en première approche, par le fait qu'un décollement ne nécessite pas une action continue pour être contrôlé. L'action de contrôle peut être suspendue un certain temps sans que l'écoulement ne revienne à son état initial, et il suffit donc contrôler « périodiquement » l'écoulement pour arriver au résultat désiré.

L'autre intérêt des techniques de contrôle périodique est qu'elles permettent de solliciter l'écoulement à des fréquences pour lesquelles il est susceptible de réagir favorablement et à moindre dépense énergétique. On pense alors naturellement aux fréquences caractéristiques des instabilités présentes et / ou amplifiables au sein de l'écoulement (voir Partie 1.2.4). La perturbation injectée n'a alors plus besoin d'être importante, juste calibrée à la bonne fréquence, d'où le fort engouement que suscite les solutions à base de micro-jets qui permettent des excitations de ce type.

Les questions suivantes apparaissent alors : quelles fréquences de l'écoulement exciter ? Pourquoi et comment l'excitation de cette fréquence agit sur le décollement ? Les cas des décollements partiels et complets peuvent ici être différenciés (voir Partie 1.2.2).

### 3.3.1. Décollement partiel

La première stratégie qui émerge de la littérature, et qui s'applique aux décollements partiels, consiste à exciter les plus grosses structures présentes dans l'écoulement. En grossissant et en s'adveçant dans le sillage, ces tourbillons vont créer un brassage entre les zones décollées à basses vitesses et l'écoulement extérieur à hautes vitesses, provoquant une diminution des décollements. Ce principe est schématisé Figure 48. Cette stratégie a été mise en place avec succès par plusieurs auteurs sur des géométries académiques 2D : par exemple par McManus et al. [85], sur une rampe descendante avec des jets pulsés, ou encore par Brunn et Nitsche par jets synthétiques, successivement sur un diffuseur axisymétrique [87] puis une rampe descendante [88]. Dans ces deux derniers cas, les auteurs détectent que la fréquence optimale correspond à celle d'un lâcher tourbillonnaire émanant de la zone décollée, le forçage à la fréquence de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz donnant des résultats moins intéressants à cause de la plus petite taille des structures mises en jeu.

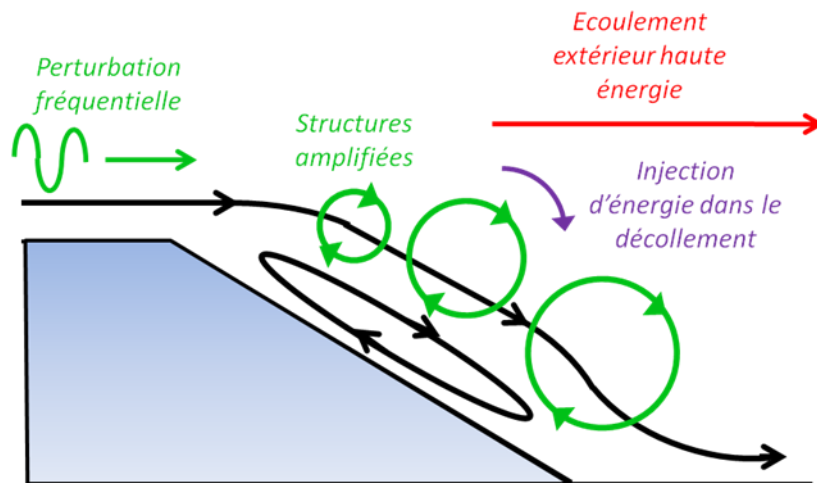


Figure 48 : Principe du contrôle sur décollement partiel

En travaillant sur l'écoulement autour d'un cylindre placé longitudinalement dans l'écoulement, certains auteurs ont essayé de mettre en évidence une fréquence optimale universelle de forçage permettant de supprimer une bulle de décollement. Sigurdson [89] a constaté au travers d'une étude bibliographique, qu'une définition astucieuse du nombre de Strouhal caractéristique de la bulle décollée permettait d'obtenir une valeur constante de fréquence adimensionnée (voir Figure 49), et ceci quelle que soit la géométrie concernée. Cette valeur est basée sur la vitesse au point de décollement  $U_s$  et  $h_D$  une grandeur caractéristique du décollement.

$$St = \frac{fh_D}{U_s} \quad (14)$$

Sigurdson [89] a également constaté que la fréquence optimale du contrôle permettant de supprimer le décollement est entre 2 et 5 fois la fréquence universelle associée au bulbe décollé : L'auteur fait l'hypothèse que les perturbations créées par le système de contrôle s'agglomèrent pour former une structure tourbillonnaire dont la fréquence propre correspond à la fréquence universelle qu'il a mise en évidence. Suite à des essais sur une géométrie similaire, Kiya et al. [90] ont proposé une relation entre la fréquence de contrôle optimum et la fréquence de lâcher tourbillonnaire associée au décollement. Dans ce cas précis, ce lâcher tourbillonnaire est un mouvement d'ensemble correspondant en quelques sortes à une « évacuation » du fluide contenu dans la recirculation, qui s'écoule vers l'aval sous la forme d'une grosse structure tourbillonnaire. Pour expliquer les résultats de Sigurdson [89], ils introduisent donc la relation suivante, avec  $n$  un paramètre dépendant de l'amplitude de forçage :

$$f_j = 2^n f \quad (15)$$

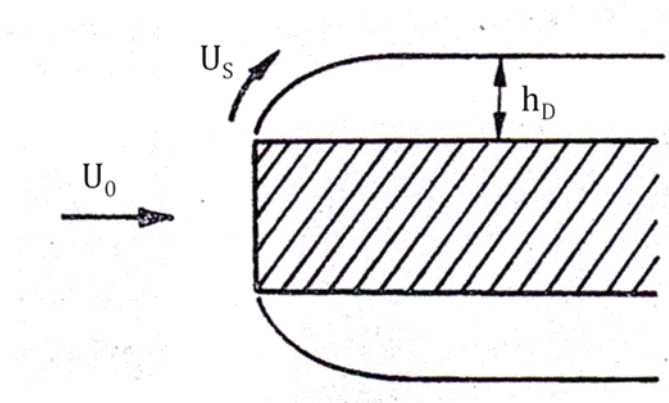


Figure 49 : Paramètres de la fréquence de forçage universelle, d'après Sigurdson [89]

Dans les cas où il n'y a pas de lâcher tourbillonnaire lié à la zone décollée, il est parfois judicieux de baser la stratégie de contrôle sur les instabilités de Kelvin-Helmholtz. C'est par exemple le cas pour l'écoulement derrière une marche descendante en régime turbulent, où plusieurs auteurs indiquent que la zone de recirculation répond très bien à une perturbation fréquentielle calibrée à la fréquence naturelle de la couche cisailée (voir par exemple Chun et Sung [91], Dejoan et Leschziner [18] ou plus récemment Tihon et al. [19]). En utilisant un nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de vorticité de la couche cisailée au point de décollement (notée  $St_0$ ), ces différents auteurs indiquent une valeur de fréquence optimale constante à  $St_0 \approx 0.01$ , déjà mise en évidence par Ho et Huerre [92] pour l'amplification des

couches cisailées libres. Le principe du contrôle est alors similaire à celui décrit Figure 48, puisqu'il s'agit d'amplifier certaines structures pour créer un brassage entre la zone décollée et l'écoulement extérieur (voir la description faite par Yoshioka et al. [93,94] pour le cas de la marche descendante).

Certains auteurs ont également précisé les mécanismes mis en jeu. Chun et Sung [95] par exemple, observent que la fréquence de forçage optimale par jets synthétiques ne provoque pas directement une augmentation de la taille des structures, mais induit un mécanisme de « Pairing » précoce. Pour cette fréquence particulière, deux tourbillons successifs émis par le contrôle vont en effet s'agglomérer pour créer une structure plus grosse.

Duriez et al. [96] constatent également ce phénomène de « Pairing » déclenché, mais y ajoute une explication intéressante sur le rôle du temps de cycle de la perturbation périodique. Plus que par la valeur de la fréquence, l'efficacité du contrôle est selon lui déterminée par une synchronisation entre l'émission de tourbillon naturelle et l'émission de tourbillon forcé par le système de contrôle. Ils expliquent que sur une période d'actionnement, le temps « Off » (i.e. pour du soufflage, le temps où l'actionneur ne souffle pas), doit correspondre à la période de l'émission naturelle des tourbillons de Kelvin-Helmholtz. Ainsi, comme le schématise la Figure 50, si  $T_0$  est la période naturelle du Kelvin-Helmholtz,  $T_b$  le temps de soufflage sur une période de forçage  $T_e$ , la fréquence optimale ( $1/T_e$ ) est telle que  $T_0 = T_e - T_b$ .

Les tourbillons naturels et ceux créés par le forçage sont alors synchronisés, et se regroupent de manière favorable pour créer de plus grosses structures améliorant le brassage. En deçà de cette valeur de fréquence particulière, les tourbillons ne sont pas synchronisés, et au-dessus, le lâcher naturel est supprimé par le lâché forcé, d'où des structures tourbillonnaires plus petites et des performances moindres (voir Figure 51).

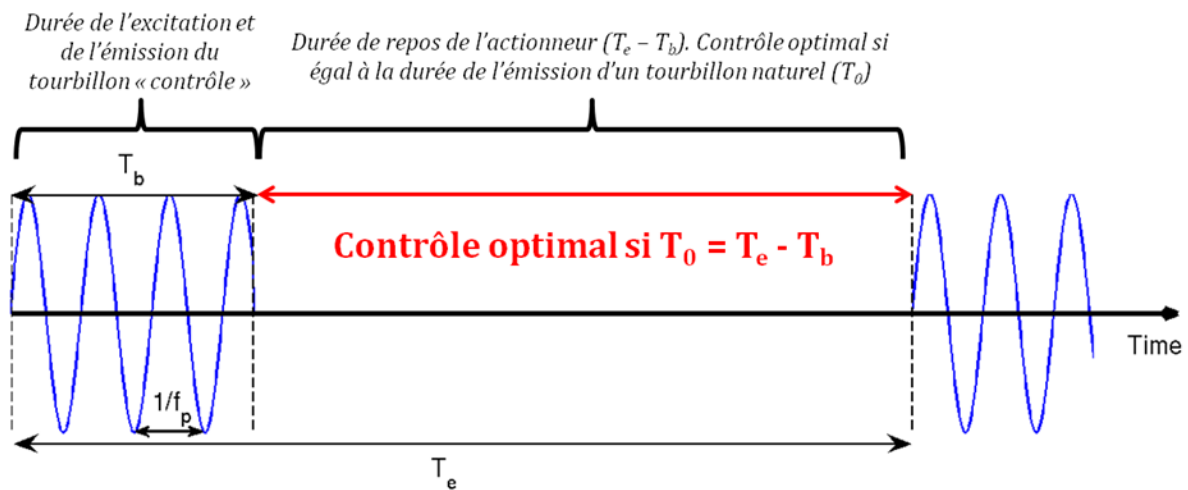


Figure 50 : Lien entre temps de cycle et fréquence optimale dans le cas d'un soufflage tangentiel par plasma sur une marche descendante, d'après Duriez et al. [96]

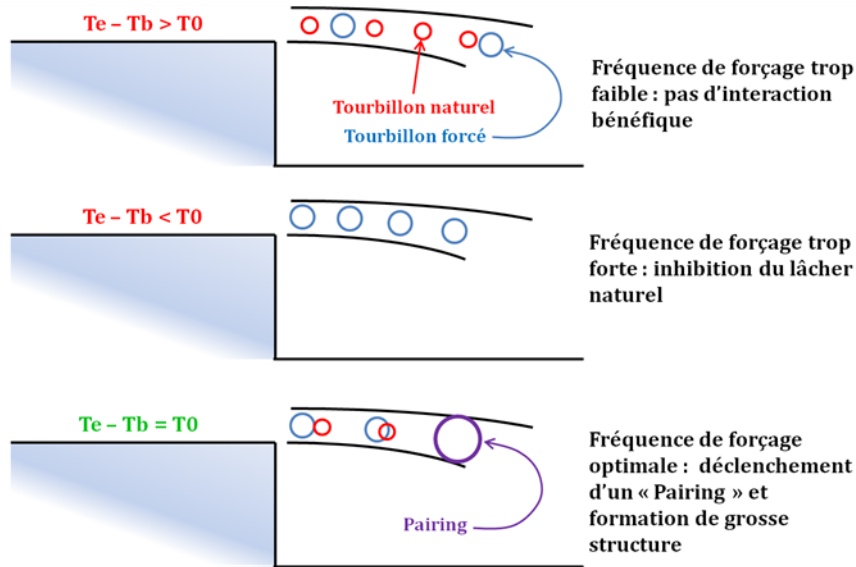


Figure 51 : Mécanisme du forçage optimal, selon Duriez et al. [96]

### 3.3.2. Décollement complet

Dans le cas de décollement 2D académique de type culot droit, les avis divergent quant aux mécanismes de forçage fréquentiel. Brunn et Nitsche [88] par exemple, appliquent sur un corps de Ahmed 2D à  $35^\circ$  (qui présente donc décollement complet, voir Figure 52), une stratégie similaire à celle employée sur la rampe descendante. Ils constatent en effet l'émission régulière et alternée de structures tourbillonnaires dans les couches cisailées entourant le décollement, et prennent le parti de forcer cette fréquence d'émission dans la couche supérieure par jets synthétiques. Les structures sont alors suffisamment amplifiées pour aller interagir avec celles présentes dans la couche cisailée inférieure. Ils constatent alors une forte augmentation du brassage, et une dissipation anticipée des structures du sillage.

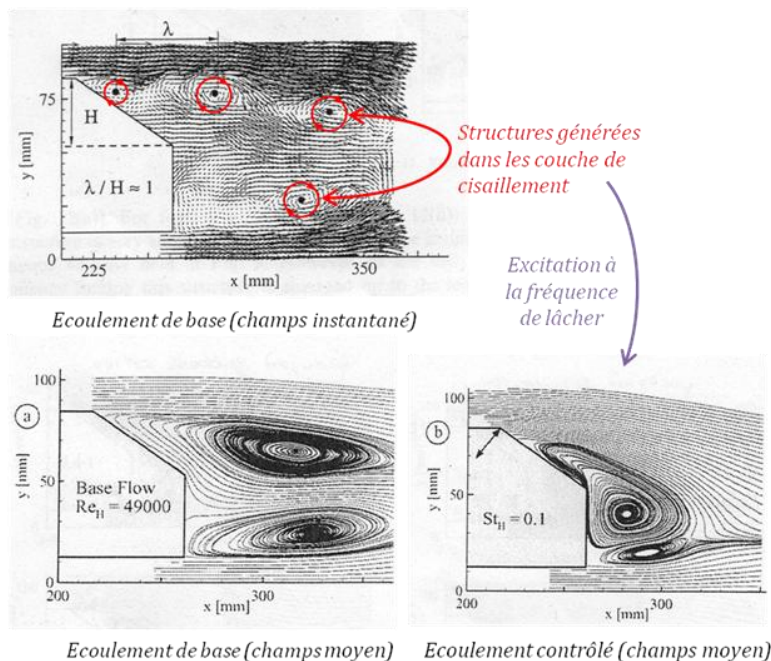


Figure 52 : Stratégie de contrôle sur décollement complet, d'après Brunn et Nitsche [88]

Comme le montre la Figure 52, la zone de recirculation est alors fortement réduite, produisant une réduction de traînée de 20%. L'auteur indique également que le forçage à la fréquence de l'instabilité naturelle de couche cisailée (fréquence de Kelvin-Helmholtz) donne des résultats moins intéressants.

Une stratégie différente est appliquée sur un corps de Ahmed « 2D » à culot droit par Krajnovic et Fernandes [97], numériquement, et par Henning et al. [98], expérimentalement. Dans leur cas, plutôt que de tenter de perturber et d'amplifier les tourbillons émis depuis les couches de cisaillement, leur stratégie vise à stabiliser les couches cisailées le plus longtemps possible afin de prévenir leur interaction et retarder leur enroulement. Cette stratégie est présentée Figure 53.

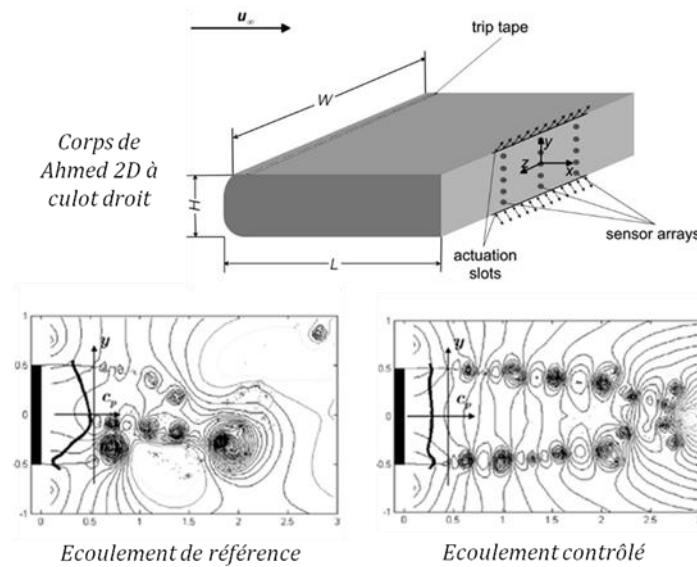


Figure 53 : Stratégie de contrôle sur décollement complet, d'après Henning et al. [98]

Sur l'écoulement de référence Figure 53, les centres tourbillonnaires sont en effet très proches du culot, et produisent des pressions basses contribuant à augmenter la traînée (représentées par la ligne noire épaisse). A l'inverse, la pression est plus haute (et plus homogène également) pour l'écoulement contrôlé. En effet, le contrôle va en moyenne allonger la zone de recirculation et donc d'éloigner les tourbillons du culot. Les basses pressions générées par ses structures vont donc avoir moins d'influence, et la traînée du corps va diminuer. Il est intéressant de noter que dans ce cas, la fréquence d'actionnement optimale n'est pas la fréquence d'émission des structures tourbillonnaires dans les couches de cisaillement, mais une fréquence inférieure. Le forçage à la fréquence de lâcher donne même des résultats négatifs en augmentant la traînée du corps de 15 % [98].

Ces différents exemples montrent que l'action de contrôle peut être complexe, même sur des cas de décollements académiques. Dans le cas de corps 3D, le nombre plus important de structures présentes dans le sillage, et les interactions qui existent entre elles, multiplient les approches possibles. La partie suivante se propose donc d'analyser les différentes stratégies appliquées sur le corps de Ahmed en configuration haute traînée, en explorant à la fois les méthodes passives et actives.

## 4. CONTROLE SUR CORPS DE AHMED

La dernière partie de ce chapitre va dresser un état de l'art détaillé des stratégies de contrôle appliquées au corps de Ahmed en configuration haute trainée (soit avec un angle de lunette entre 25° et 30°). Les différentes études sont répertoriées en fonction de la structure d'écoulement sur laquelle le contrôle est appliqué, pour finir par les stratégies de contrôle combiné sur tout ou une partie du sillage.

### 4.1. CONTROLE DU BULBE DECOLLE

Une part importante des études de contrôle sur le corps de Ahmed se concentre sur le contrôle du bulbe décollé présent sur la lunette. Cette structure génère en effet une large zone dépressionnaire qui contribue de manière non négligeable à la trainée. Dans la littérature, deux stratégies de contrôle peuvent être identifiées :

- **Le décollement massif** : le but est ici de retrouver une structure d'écoulement (et donc des niveaux de  $C_x$ ) correspondant à la configuration « basse trainée » du corps de Ahmed, qui existe pour des angles de lunette supérieurs à 30° (voir Figure 25).
- **La suppression du décollement** : la poche décollée et les faibles niveaux de pression qu'elle génère sont tout simplement éliminés.

La première stratégie repose sur une désorganisation massive du sillage : ceci se traduit, en moyenne, par un fort développement du bulbe décollé afin de lui faire rejoindre la recirculation de culot. Ce décollement massif cause alors la disparition des tourbillons longitudinaux, structures tourbillonnaires fortement énergétiques et donc génératrices de trainée. Plusieurs moyens de contrôle bien différents permettent d'arriver à ce résultat. La Figure 54 présente par exemple les résultats obtenus par Fourrié et al. [99] sur un corps à 25° par contrôle passif avec un becquet semblable à ceux utilisés sur les automobiles de série. Aider et al. [23] ont mené une étude similaire sur un corps de Ahmed totalement arrondi via des générateurs de vortex actifs (commandés en position), et ils constatent également que la déstructuration du sillage s'accompagne d'une disparition des tourbillons longitudinaux et d'une diminution de la trainée. Les travaux de Bideaux et al. [100] avec un contrôle actif par jets pulsés sur un corps à 35° à arête arrondie mènent également à la même conclusion. Les différentes réductions de  $C_x$  obtenues grâce à ces méthodes sont résumées dans le Tableau 4.

La seconde stratégie de contrôle du bulbe décollé se base quant à elle sur sa suppression au profit d'un écoulement complètement recollé sur la lunette. Il se produit alors un effet double sur cette surface :

- **Diminution de la pression à proximité immédiate de l'arête**, due à l'accélération du fluide au passage de celle-ci.
- **Augmentation de la pression sur le reste de la surface**, l'absence de bulle décollée permettant une recompression rapide le long de la lunette.

La balance entre les deux est plutôt en faveur de l'augmentation de pression, et donc tend à avoir un effet positif sur la trainée. En arrondissant l'arête pavillon / lunette d'une maquette de corps de Ahmed à 25°, Thacker [44] a en effet montré que la suppression du bulbe décollé (voir Figure 55) conduisait à une diminution du coefficient de trainée de l'ordre de 10%.



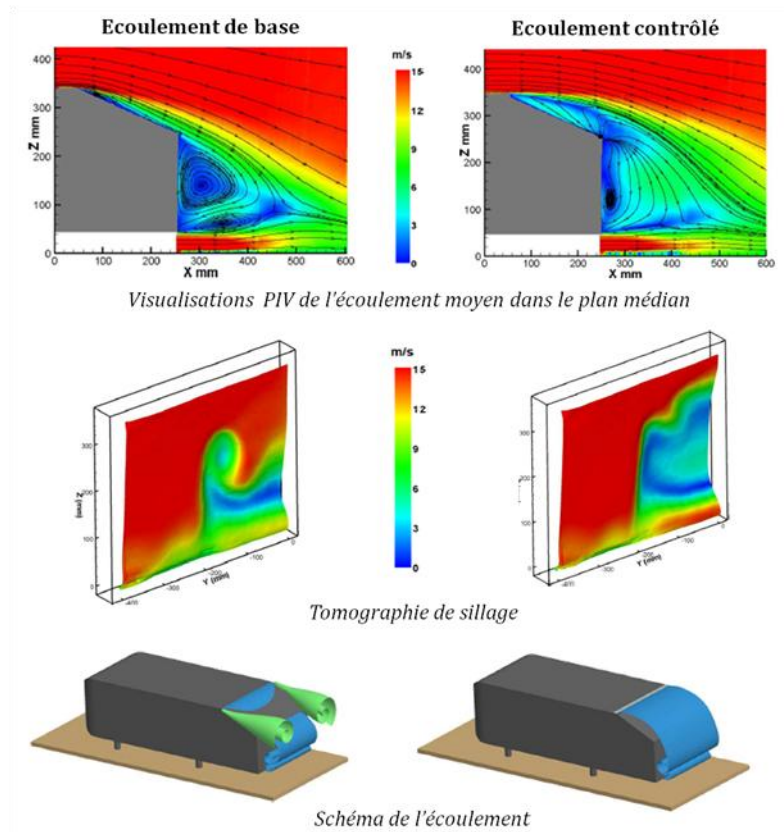


Figure 54 : Contrôle du bulbe décollé par décollement massif, d'après Fourrié et al. [101]

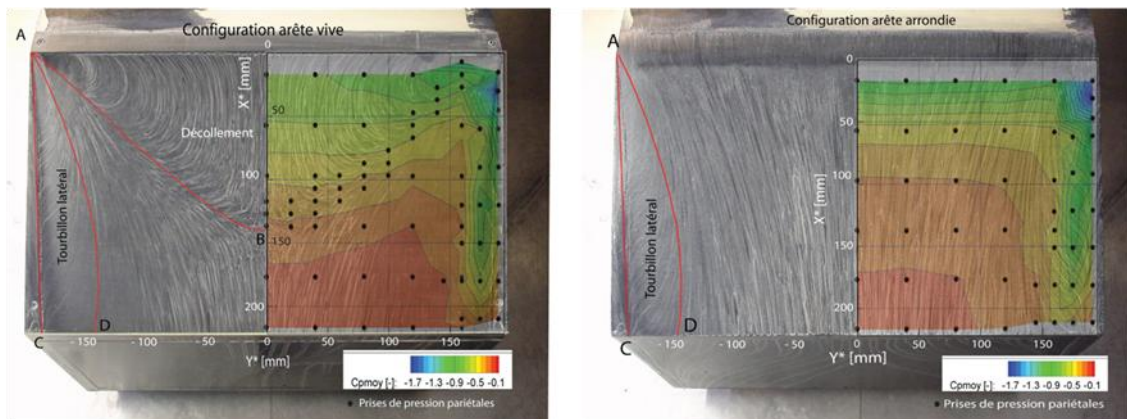


Figure 55 : Effet de la suppression complète du décollement : champs de pression moyen couplé à une visualisation pariétale : gauche : configuration décollée, droite : configuration attachée, d'après Thacker [44]

De nombreuses méthodes de contrôle ont également été testées avec succès : aspiration continue (Rouméas et al. [102], corps à 25°), micro-jets continus (Aubrun et al. [80], corps à 25°), jets synthétiques (Leclerc [43], corps à 25°) et micro-jets pulsés (Pernod et al. [83], corps à 25°), génération de « streaks », des variations longitudinales de vitesses en amont du décollement (Pujals et al. [103], corps à 25°) ou encore actionneurs plasma (Boucinha et al. [58], toujours corps à 25°). La plupart de ces solutions de contrôle sont implantées le long d'une ligne plus ou moins proche de l'arête, sur toute l'envergure de la maquette. Même si toutes ces méthodes aboutissent en moyenne à un recollement, certains auteurs (Leclerc [43]) différencient deux cas :

- **Un recollement stationnaire** : obtenu par méthodes passives, ou actives continues (aspiration par exemple), l'écoulement est complètement attaché.
- **Un recollement dynamique** : avec un forçage périodique, l'écoulement apparaît attaché en moyenne, mais correspond temporellement à une succession de phases attachées / détachées due à l'effet périodique du contrôle.

L'application de ces méthodes de contrôle aboutit à un certain nombre de modifications du sillage qui illustrent bien les interactions existant entre les différentes structures. Plusieurs auteurs ont en particulier remarqué que la suppression du bulbe décollé conduit à une symétrisation des tourbillons de culot. Initialement fortement dissymétriques (voir Figure 31 par exemple), les tourbillons deviennent de tailles semblables et prennent une forme similaire une fois le décollement supprimé. La Figure 56 présente par exemple les résultats obtenus par Thacker [44], mais Rouméas et al. [102], Pujals et al. [103] ou encore Krajnovic et Osth [104] observent le même phénomène. Certains auteurs attribuent une part de la réduction de trainée observée à cette modification, la symétrisation des tourbillons s'accompagnant de leur éloignement du culot, et donc d'une diminution de leur influence (voir Aubrun et al. [80]).

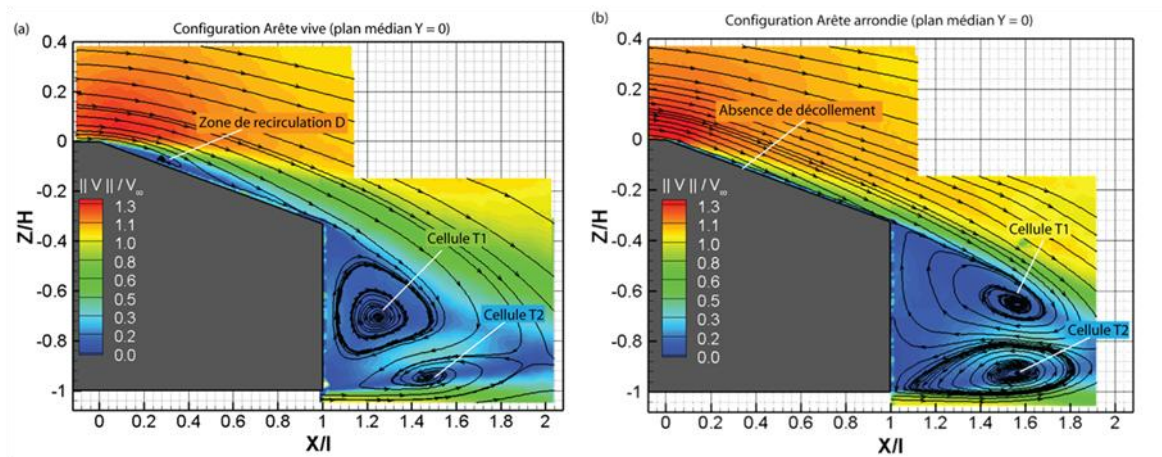


Figure 56 : Symétrisation des tourbillons de culot, d'après Thacker [44]

La suppression du bulbe décollé n'a par contre pas ou peu d'influence sur la structure des tourbillons longitudinaux. La Figure 55 montre par exemple que leur empreinte évolue peu, de même que leur position. La suppression de la bulle semble néanmoins diminuer les fluctuations de vorticités existant dans la première phase de vie des tourbillons (Thacker et al. [50]), mais leur permet également de rester structurés à l'état colonne plus longtemps (Leclerc [43]). Les effets de ces modifications sur la contribution des tourbillons à la trainée restent par contre incertains. On peut également noter qu'un autre couplage, correspondant au mécanisme inverse, existe dans cette région, dans le sens où le développement de la bulle décollée conduit par contre à un affaiblissement des tourbillons (Beaudoin et Aider [105]).

Le contrôle du décollement de lunette par jets est la technique qui va être mise en place dans la suite de cette étude. Cet état de l'art est donc également l'occasion de se pencher sur l'effet des principaux paramètres régissant ce type de contrôle, au travers des différentes références examinées :

- **Position du contrôle** : hormis chez Pujals et al. [103] (dont la méthode de contrôle repose sur la génération et le développement de « streaks » en amont de

la ligne de décollement) ainsi que chez Aider et al. [23], les différentes études montrent globalement que plus le contrôle est placé prêt de la naissance du décollement (donc à proximité de l'arête), plus il est efficace et nécessite une faible perturbation pour réduire le décollement. Une incertitude existe néanmoins encore quant à la position optimale, aval ou amont de l'arête, même si l'étude paramétrique réalisée par Leclerc [43] démontre une bien meilleure efficacité avec une implantation aval dans le cas des jets synthétiques.

- **Quantité de mouvement injectée ( $C_\mu$ )** : pour la plupart des auteurs cités précédemment et pratiquant le contrôle par jets, le  $C_\mu$  semble être le paramètre clé. Des effets de seuils sont cependant présents, puisque un certain niveau de  $C_\mu$  semble nécessaire pour enclencher l'action de contrôle. L'efficacité du contrôle croît ensuite avec la quantité de mouvement injectée, jusqu'à suppression complète du décollement où la réduction de trainée n'augmente plus. Continuer à augmenter le  $C_\mu$  après ce second seuil n'a alors au mieux aucun effet supplémentaire (Leclerc [43]), mais peu également contribuer à dégrader les performances du contrôle (McCormick [106]).
- **Fréquence d'actionnement ( $St_j$ )** : contrairement aux cas 2D présentés dans la partie 3.3, le rôle de la fréquence dans le contrôle du bulbe décollé sur le corps de Ahmed semble incertain. Plusieurs auteurs relèvent tout simplement une absence d'effets fréquentiels, la fréquence d'actionnement n'est alors qu'un moyen de diminuer la quantité de mouvement nécessaire au contrôle. L'excitation aux différentes fréquences caractéristiques relevées dans le sillage du corps (voir partie 2.4) ne produit au mieux pas d'effet particulier, voir dans certains cas (à la fréquence détectée dans la recirculation de culot), des effets négatifs (voir Pernod et al. [83] et Boucinha et al. [58]).
- **Forme des jets** : la forme des jets est un paramètre relativement peu étudié en tant que tel. On distingue principalement deux formes de jets dans les différentes études : le jet « fente » qui est continu sur plus ou moins toute l'envergure du corps (voir par exemple Leclerc [43] ou Rouméas [46]), et le « multi-jets » avec des jets distincts répartis linéairement sur l'envergure (par exemple chez Aubrun et al. [80]). Dans la plupart des cas, les dimensions des orifices sont fixées plus ou moins arbitrairement, notamment suivant diverses contraintes technologiques. Le cas des jets distincts introduit un paramètre supplémentaire, car la distribution spatiale des orifices peut être changée. Cependant ce paramètre est également rarement étudié. Les études de Pujals et al. [103] et de Duriez et al. [107,108] par contrôle passif laissent cependant à penser qu'il pourrait y avoir un lien entre l'écartement des jets et leur position par rapport au décollement.

Le Tableau 4 résume les performances de quelques-unes des méthodes de contrôle du bulbe décollé citées jusqu'à présent. Comme le montre ces nombreux résultats, l'action sur le bulbe décollé reste la piste privilégiée pour réduire la trainée du corps de Ahmed. Cependant d'autres approches s'attaquant à des structures différentes sont également possibles.

Tableau 4 : Valeurs de réduction de trainée obtenues par action sur le bulbe décollé

Auteur	Méthode	$\Delta C_x$
Aider et al. [23] (expérimental)	Générateurs de vortex actifs	- 12%
Beaudoin et Aider [105] (expérimental)	Becquet	- 15%
Bideaux et al. [100] (expérimental)	Jets pulsés	- 20%
Aubrun et al. [80] (expérimental)	Micro-jets continus	- 9%, - 14%
Fourrié et al. [101] (expérimental)	Becquet	- 9%
Thacker et al. [50] (expérimental)	Rayon à l'arête	- 10%
Krajnovic et Osth [104] (numérique)	Aspiration continue	- 6.7%
Krajnovic [104] (numérique)	Soufflage continu	- 7.2%
Leclerc [43] (expérimental)	Jets synthétiques	- 8.5%
Pernod et al. [83] (expérimental)	Micro-jets pulsés	- 5%, - 6%
Pujals et al. [103] (expérimental)	Génération de streaks	- 10%
Rouméas et al. [102] (numérique)	Aspiration continue	- 17%

## 4.2. CONTROLE DES TOURBILLONS LONGITUDINAUX

Le contrôle des tourbillons longitudinaux est moins étudié que celui du bulbe décollé, mais cela n'en reste pas moins un moyen prometteur de diminuer le  $C_x$  du corps de Ahmed en configuration « haute trainée ». Les différentes études sur le sujet peuvent être regroupées en deux stratégies.

La première stratégie, proposée par Lehueur et al. [47,109,110], repose sur un soufflage continu le long des arêtes latérales de la lunette, normalement à la paroi. Le but recherché est ici de provoquer un éclatement tourbillonnaire, permettant une remontée de pression dans le cœur des tourbillons. Cet éclatement est déclenché par augmentation de la vitesse azimutale à la périphérie du tourbillon, de manière à ce que le rapport entre vitesse azimutale et vitesse longitudinale dépasse une certaine valeur critique au-delà de laquelle le tourbillon éclate. Ce rapport est appelé nombre de Swirl [111]. Les résultats de cet éclatement tourbillonnaire sont visibles Figure 57, pour un corps de Ahmed à 25° : l'application du soufflage continu a permis de faire disparaître la structure colonne du tourbillon, et également fait remonter la pression sur la lunette. Une telle technique a également été mise en œuvre numériquement par Bruneau et al. [112] sur un corps de Ahmed à 25°, avec des résultats similaires. Boucinha et al. [58] ont également tenté une approche équivalente sur la même géométrie, mais en procédant à un soufflage tangentielle par actionneur plasma. Ils n'ont néanmoins pas réussi à obtenir d'éclatement tourbillonnaire ni d'effet significatif sur la trainée. Cette stratégie a également été mise en place au moyen de déflecteurs passifs installés le long des montants de baie arrière par

Beaudoin et Aider [105]. Les diminutions de  $C_x$  obtenues dans ces différentes études sont résumées dans le Tableau 5.

La deuxième stratégie repose sur un soufflage ponctuel continu dans les deux angles supérieurs de la lunette, normalement à la surface du pavillon. Elle est mise en œuvre sur des corps à  $25^\circ$  par Brunn et al. [113] en expérimental, et Krajnovic et Osth [104] en numérique, avec comme but d'affaiblir les tourbillons longitudinaux afin d'améliorer le contrôle du bulbe décollé. Les auteurs constatent cependant que cette stratégie aboutit à des résultats faibles en termes de réduction de trainée (voir Tableau 5) : l'affaiblissement des tourbillons longitudinaux se traduit en effet par une augmentation de la taille de la bulle décollée qui annule en partie les gains obtenus.

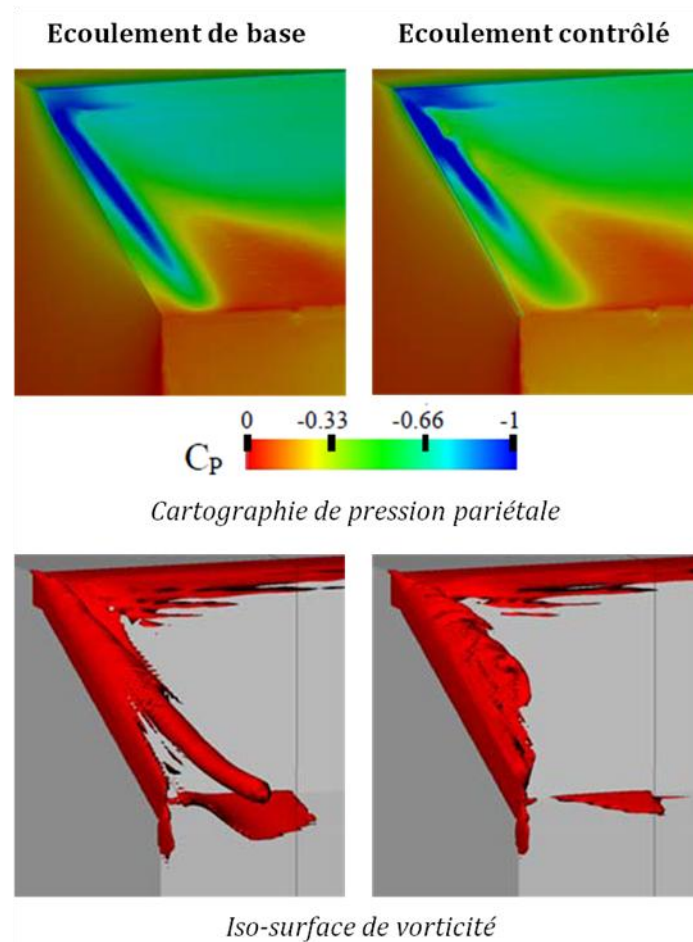


Figure 57 : Effet du contrôle des tourbillons longitudinaux par soufflage continu, d'après Lehueur [47]

#### 4.4. CONTROLE DE LA RECIRCULATION DE CULOT

Le contrôle des structures de culot est assez peu étudié sur le corps de Ahmed en configuration haute trainée. Comme le montre la Figure 25, la contribution du culot est en effet relativement faible pour les angles de lunette inférieurs à  $30^\circ$ . Ce type de contrôle est plus généralement pratiqué dans le cadre d'une stratégie de contrôle combiné, où plusieurs structures présentes dans le sillage sont contrôlées simultanément. Ces stratégies sont examinées dans la partie suivante.

Tableau 5 : Valeurs de réduction de trainée obtenues par action sur les tourbillons longitudinaux

Auteur	Méthode	$\Delta C_x$
Beaudoin et Aider [105]	Déflecteurs passifs	- 18%
Boucinha et al. [58] (expérimental)	Soufflage plasma tangentiel le long des arêtes latérales de la lunette	+ 3.1% + 5.7%
Bruneau et al. [112] (numérique)	Soufflage continu le long des arêtes latérales de la lunette	- 11%
Brunn et al. [113] (expérimental)	Soufflage ponctuel angle supérieur de la lunette	- 2.5%
Krentel et al. [114] (expérimental)	Soufflage ponctuel angle supérieur de la lunette	- 2.5%
Lehuteur [47] (numérique)	Soufflage continu le long des arêtes latérales de la lunette	- 6.2%

Sur un corps de Ahmed à 25°, Bruneau et al. [112] constatent néanmoins numériquement que la trainée est inversement proportionnelle à la distance entre les cœurs des structures tourbillonnaires et la surface du culot. Ils prennent alors le parti d'éloigner ces structures par soufflage continu, en soufflant normalement à la paroi. Si cette stratégie est très efficace en 2D (diminution de la trainée de 25%), le passage en 3D réduit ce gain à 7% : les structures ne sont alors plus repoussées, mais fractionnées.

Krentel et al. [114], en expérimental, et Krajnovic et Osth [104], en numérique, proposent des stratégies par soufflage périodique relativement similaires. Dans les deux cas, le soufflage (pulsé pour le premier et synthétique pour le second) est effectué le long des arêtes avec la lunette et le soubassement, suivant des angles de 45° (voir Figure 58). Si Krajnovic obtient des résultats décevants (réduction de trainée inférieure à 1%), Krentel note par contre une diminution de l'ordre de 5.7%. Lors de cette dernière étude, l'auteur constate également que l'écoulement répond de manière singulière à une fréquence de forçage particulière, mais que cela aboutit à une dégradation de la trainée. Cette fréquence particulière est cependant différente de la fréquence naturelle détectée au culot (voir partie 2.4.3). Beaudoin et Aider [105] ont également procédé à un contrôle ciblé de cette structure à l'aide de déflecteurs passifs localisés sur tout le tour du culot. Ils atteignent ainsi jusqu'à 12.4% de réduction de trainée.

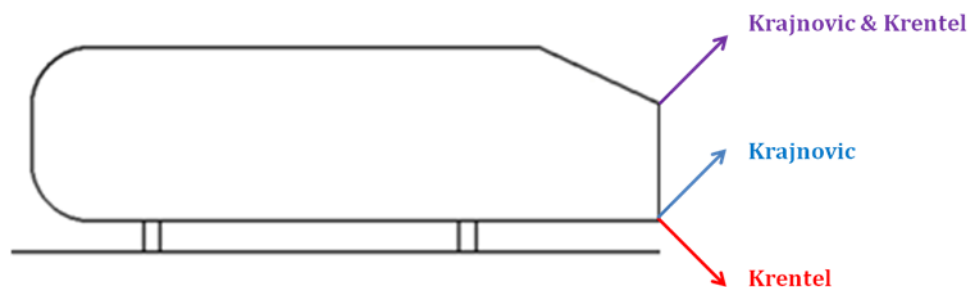


Figure 58 : Stratégies de contrôle de la recirculation de culot par forçage périodique, d'après Krentel et al. [114] et Krajnovic et Osth [104]



Les différentes stratégies de contrôle possibles sur les structures d'écoulement responsables de la trainée ont donc été examinées. Afin d'améliorer encore leurs résultats, certains auteurs ont tenté des combinaisons permettant d'agir sur plusieurs structures simultanément et ainsi d'optimiser l'effet du contrôle.

### 4.5. CONTROLE COMBINE

Les stratégies de contrôle ciblé sur une zone particulière ont mis en évidence un certain nombre d'interactions existant entre les différentes structures d'écoulement « énergivores ». Dans certains cas, ces interactions peuvent limiter l'efficacité du contrôle. C'est notamment le cas avec la persistance des tourbillons longitudinaux lors de la suppression du bulbe décollé. Cet état de fait pousse ainsi de plus en plus à envisager des stratégies de contrôle combiné permettant d'agir sur toutes les structures de l'écoulement.

Pour se faire une idée du potentiel d'une stratégie de contrôle combiné, il est instructif de s'intéresser aux travaux de Beaudoin et Aider [105]. En utilisant une série de plaques séparatrices positionnées sur toutes les arêtes de l'arrière d'un corps de Ahmed modifié avec un angle de  $30^\circ$  (Figure 59), Beaudoin propose en effet un dispositif de contrôle passif permettant d'agir sur le bulbe décollé (élément 1), sur les tourbillons longitudinaux (éléments 4) ainsi que sur la recirculation de culot (éléments 2, 3 et 5). Après avoir déterminé les positions angulaires optimales de chacun de ces becquets séparément, l'auteur a testé plusieurs combinaisons et a obtenu une réduction de trainée totale de 25.2%. Il faut cependant noter que les effets des différents volets ne s'ajoutent pas, mais permettent néanmoins une augmentation des performances globales du contrôle : la meilleure des solutions individuelles (les volets n°4), ne donnant « que » 17.7% de réduction.

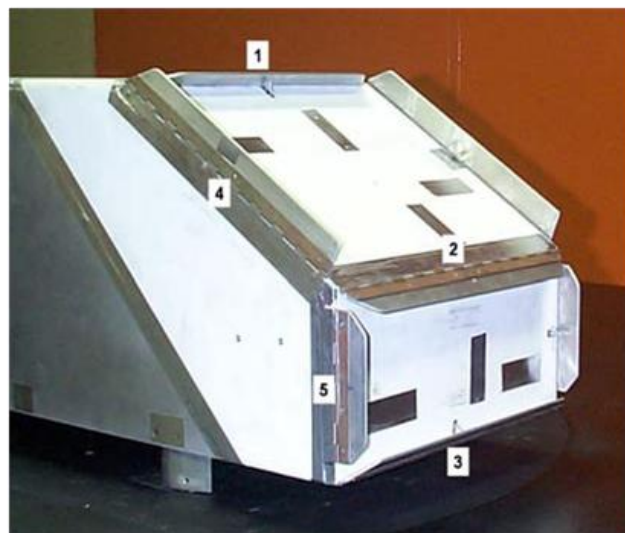


Figure 59 : Stratégies de contrôle combiné par volets, d'après Beaudoin et Aider [105]

Quelques stratégies de contrôle combiné actives peuvent également être trouvées, mais les résultats ne sont pour l'instant pas encore à la hauteur du potentiel démontré par l'étude de Beaudoin et Aider [105]. Les travaux numériques de Bruneau et al. [112] proposent par exemple une combinaison intéressante sur un corps de Ahmed à  $25^\circ$  (voir Figure 60) : une aspiration en haut de la lunette permet ainsi de supprimer la bulle décollée, un soufflage continu le long des arêtes doit provoquer l'éclatement des tourbillons longitudinaux alors qu'un soufflage continu

au culot est censé éloigner la structure torique et diminuer son influence. La combinaison des 3 solutions n'amène cependant qu'une légère amélioration par rapport à la meilleure des solutions ciblées « simples », passant de 11% de réduction de trainée à 13%. Un contrôle combiné des tourbillons longitudinaux et du bulbe décollé a également été tenté par Boucinha et al. [58] en utilisant des actionneurs plasma, mais les mauvaises performances des actionneurs pour contrôler les tourbillons longitudinaux n'ont pas permis une amélioration notable des performances en utilisant tous les actionneurs simultanément.

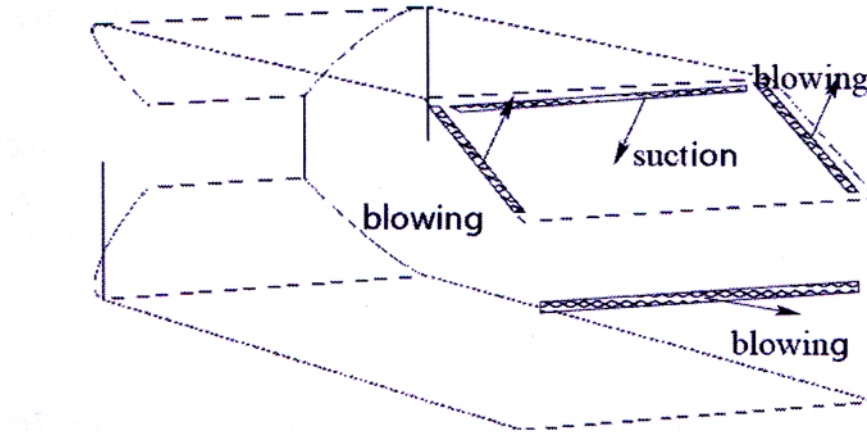


Figure 60 : Stratégie de contrôle combiné par soufflage et aspiration continus, d'après Bruneau et al. [112]

Krentel et al. [114] ont également mis en place une approche combinée de contrôle sur corps de Ahmed à 25°, avec une action sur le culot par jets pulsés associée à un contrôle des tourbillons longitudinaux par un soufflage ponctuel continu dans les coins de la lunette. Il indique, sans en donner le détail, que l'affaiblissement préalable des tourbillons longitudinaux permet d'améliorer les résultats du contrôle de la recirculation du culot, et mettent ainsi en évidence l'importance de l'ordre de lancement des actions de contrôle dans le cadre des stratégies combinées.

#### 4.6. BILAN SUR LES STRATEGIES DE CONTROLE

Les stratégies de contrôle possibles sur un corps de Ahmed en configuration haute trainée sont donc multiples et variées, aussi bien en termes de technologies (actives, passives), que de paramètres géométriques et physiques. Un certain nombre de points clés peuvent cependant être relevés.

- **4 types d'actions de contrôle sont possibles** : contrôle du bulbe décollé, contrôle des tourbillons longitudinaux, contrôle de la recirculation de culot et combinaison d'une ou plusieurs de ces stratégies.

- **Contrôle du bulbe décollé** : globalement deux approches sont possibles : déclencher un décollement massif et recréer un écoulement « basse trainée » que l'on rencontre avec des angles de lunette supérieurs à 30°, ou alors provoquer le recollement pour supprimer la bulle et la zone de basse pression qu'elle provoque. Le gain de cette dernière solution est cependant limité car les tourbillons longitudinaux persistent. Si on considère une stratégie de recollement par jets périodiques (pulsés ou synthétiques), la position la plus efficace semble être au plus proche du décollement, en particulier pour le cas des jets au format « fente ». Les travaux de



Pujals et al. [103] laissent espérer qu'une distance optimale en amont de l'arête peut exister pour le cas d'un contrôle impliquant la génération de « streaks » associée à une modulation spatiale de la vitesse. La quantité de mouvement injectée par les jets semble également être un paramètre clé. Enfin et malgré des effets intéressants constatés sur des configurations 2D, la fréquence de forçage ne semble pas jouer de rôle majeur dans le contrôle de cet écoulement fortement tridimensionnel rencontré à l'arrière du corps de Ahmed.

- **Contrôle des tourbillons longitudinaux** : l'éclatement des tourbillons longitudinaux a fait ses preuves en utilisant un contrôle le long des arêtes de la lunette (passif ou actif). Le soufflage ponctuel dans les angles de cette surface n'est pour l'instant pas très efficace en termes de réduction de trainée, et tend à provoquer une augmentation du bulbe décollé au fur et à mesure de l'affaiblissement des tourbillons.

- **Contrôle de la recirculation du culot** : cette technique est peut pratiquée seule du fait de la faible contribution du culot en termes de trainée pour les cas d'angle de lunette inférieurs à  $30^\circ$ . Une stratégie efficace consiste cependant à repousser les centres tourbillonnaires vers l'aval afin de provoquer une remontée de pression sur le culot et donc une diminution de la trainée.

- **Contrôle combiné** : la combinaison d'une ou plusieurs des techniques de contrôle précédente sont très prometteuses, et c'est grâce à elle que les réductions de trainée les plus importantes sont obtenues (supérieures à 25%). Cependant il est nécessaire que chacune des composantes du contrôle fonctionne parfaitement, une défaillance d'une d'entre elles provoquant une diminution globale des performances. La séquence de démarrage des différentes actions de contrôle peut également avoir un rôle important à cause des interactions existant entre les différentes structures d'écoulement présentes.

---

# Chapitre II :

## ETUDE DE L'ÉCOULEMENT DE RÉFÉRENCE

---



## 1. MOYENS ET TECHNIQUES DE MESURE

La première partie de ce chapitre est l'occasion de détailler le matériel utilisé tout au long de cette étude. Quelques informations essentielles sont fournies à propos de la soufflerie et de la maquette, et les différents moyens et techniques de mesure utilisés sont décrits en indiquant leur précision le cas échéant.

### 1.1. LA SOUFFLERIE

La quasi-totalité des essais réalisés lors de cette étude a été menée dans la soufflerie S4 de l'Institut AéroTechnique du CNAM (IAT-CNAM) à Saint-Cyr-l'École.

La soufflerie S4 est une installation industrielle datant de 1974, et dédiée aux essais automobiles échelle 1. C'est une soufflerie avec un retour doublé et une veine d'essais d'une section de 5 m par 3 m, pour une longueur de 10 m. Ces différentes informations peuvent être retrouvées sur la Figure 61.

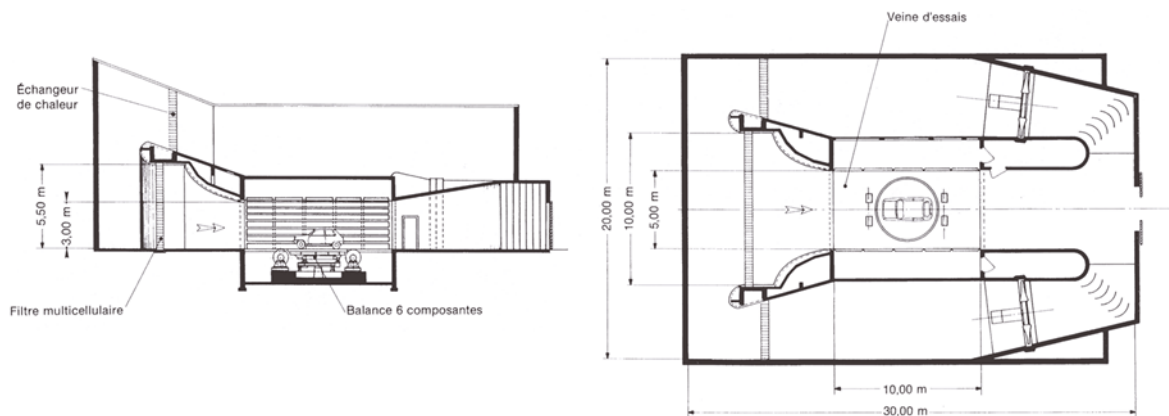


Figure 61 : Plan de la soufflerie S4 de l'IAT

La vitesse de l'écoulement peut atteindre 40 m/s (soit 144 km/h), grâce aux deux moteurs de 260 kW chacun. Le taux de turbulence est alors voisin de 1.2%. L'épaisseur de couche limite naturelle est de 65 mm au milieu de la veine d'essais, mais un système d'aspiration permet une réduction à 25 mm si besoin.

En tant qu'installation industrielle, la soufflerie est pré-équipée avec du matériel de mesure standard. On trouve par exemple une balance dynamométrique 6 composantes pour véhicule échelle 1, un plateau tournant permettant de mettre les véhicules testés en dérapage, un banc à rouleaux pour la simulation de charges routières ou encore un système de mesure de pression.

### 1.2. MAQUETTE ECHELLE 1/4

La maquette utilisée durant cette campagne est un corps de Ahmed aux dimensions de référence [33], correspondant grossièrement à une automobile échelle 1/4. L'angle de lunette est fixé à 25°, et le corps en lui-même repose sur 4 pieds cylindriques de diamètre 28 mm. La position de ces pieds et les différentes dimensions du corps peuvent être retrouvées sur la Figure 62 (cotes en mm).

## Chapitre II : Etude de l'écoulement de référence

La maquette est intégralement réalisée en plaques et en profilés d'aluminium. Elle est creuse afin d'accueillir du matériel de mesure et / ou de contrôle, et les pieds sont également évidés pour permettre le passage de câbles et de tuyaux. La conception entièrement métallique permet d'avoir une bonne définition géométrique, notamment avec une arête pavillon lunette très franche car usinée dans la masse.

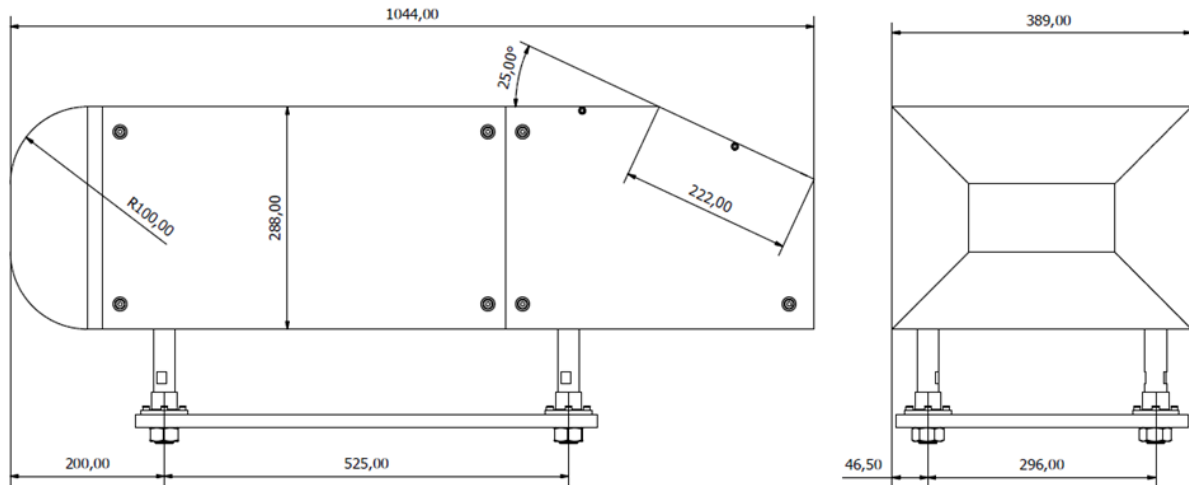


Figure 62 : Dimensions du corps de Ahmed échelle  $\frac{1}{4}$

La maquette est également modulaire : la partie arrière est constituée de plaques séparées interchangeables. De cette façon, plusieurs arrières différents peuvent être envisagés : lunette avec un angle différent, plaque avec une instrumentation particulière, etc.

Comme la soufflerie d'essais n'est pas particulièrement prévue pour des maquettes de cette dimension, un faux plancher a été adjoint au montage (voir Figure 63).

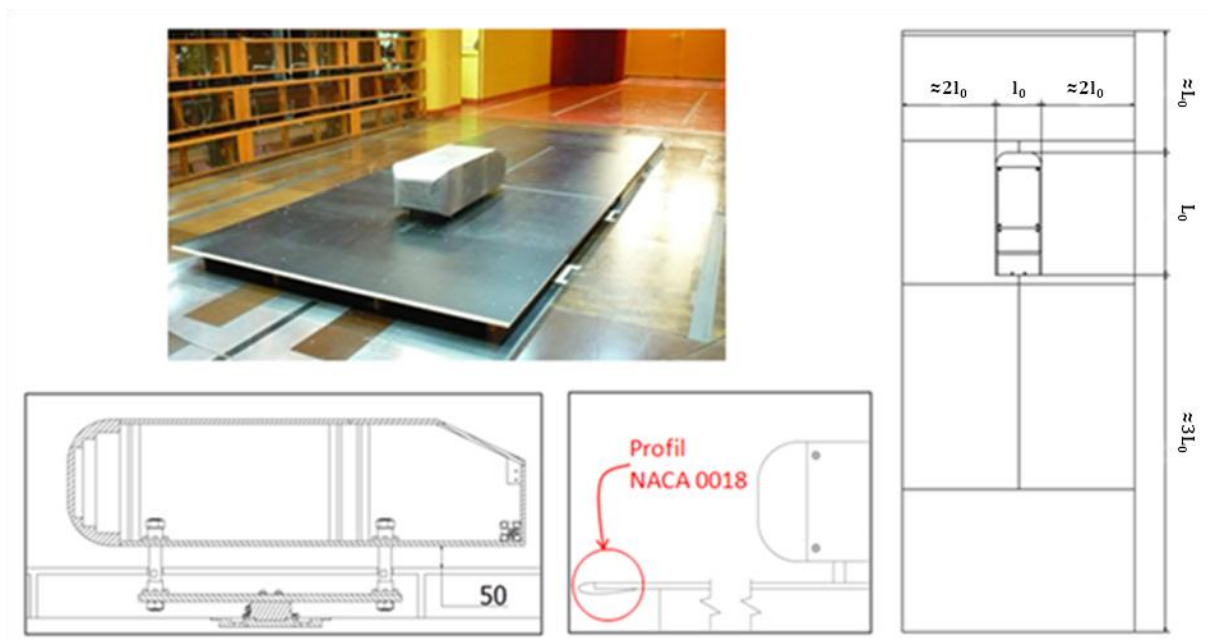


Figure 63 : Implantation de la maquette échelle  $\frac{1}{4}$  en soufflerie : détails de la garde au sol, du bord d'attaque et dimensions du faux plancher

Celui-ci permet de s'affranchir de la couche limite naturelle qui se développe au sol de la soufflerie. Les dimensions du plancher ont été choisies suffisamment grandes pour éviter les perturbations parasites et un dégagement important est prévu vers l'arrière de la maquette afin de réaliser des explorations de sillage. Le premier modèle de faux plancher mis en place a néanmoins dû être optimisé afin d'améliorer la circulation de l'écoulement sous plancher et éviter les remontées de pression statique responsables d'un décollement important au bord d'attaque. Ce dernier a également été profilé [115] afin de limiter l'épaisseur de couche limite et les perturbations arrivant sur la maquette. Enfin, la hauteur totale du plancher permet de masquer le matériel de mesure, et d'assurer une garde au sol de 50 mm à la maquette. Cette valeur correspond aux dimensions de référence du corps [33]. Les dimensions et l'organisation du montage sont visibles Figure 63 (cotes en mm).

Compte tenu de la grande taille de la veine d'essais par rapport à la maquette, il n'y a pas de correction de blocage nécessaire. Le coefficient de blocage calculé n'est en effet que de 0.7%.

### 1.3. MOYENS DE MESURE

Le caractère fortement expérimental de ce travail de thèse a permis l'utilisation d'une grande diversité de moyens et méthodes de mesure en aérodynamique. La majeure partie de ce matériel utilisé était disponible à l'Institut, mais il a été nécessaire de concevoir et développer des outils supplémentaires, notamment un explorateur robotisé adapté au banc d'essais. D'autre part, un système de vélocimétrie par image de particules (PIV), a également été fourni par les partenaires du projet.

#### 1.3.1. Caractérisation pariétale

##### 1.3.1.1. Visualisation des lignes de frottement

La visualisation pariétale est une technique permettant d'avoir rapidement un aperçu qualitatif de l'écoulement autour d'un corps donné. Elle permet de faire apparaître sur la surface du corps étudié des lignes particulières, appelées lignes de frottement. En proche paroi, ces lignes de frottement peuvent être assimilées aux lignes de courant [116] (voir Figure 64). Leur visualisation permet donc de faire apparaître à la surface du corps « l'empreinte » des différentes structures présentes. On peut ainsi avoir une idée globale de l'écoulement 3D autour du corps étudié. Ces lignes de frottement s'organisent en effet de façon cohérente pour faire apparaître des points singuliers, ainsi que des lignes singulières (voir Figure 65). Ces points et ces lignes permettent entre autre d'identifier les lignes de décollement et de recollement ou encore la délimitation des différentes structures tourbillonnaires. La présence de ces lignes et de ces points permet alors d'appréhender de manière globale la topologie de l'écoulement.

D'un point de vue technique, les lignes de frottement sont rendues visibles grâce à un enduit spécial appliqué sur la maquette. Celui-ci doit avoir des caractéristiques précises en termes de pigmentation, de viscosité et d'homogénéité. Dans cette étude, c'est un enduit à base d'huile de paraffine, de dioxyde de titane, d'acide oléique et de dodécane qui a été utilisé. Cela donne un enduit gras qui est appliqué au rouleau sur la maquette. Sous écoulement, les lignes de frottement apparaissent de couleur blanche après plusieurs secondes. Pour les essais de visualisations pariétales, la maquette a été recouverte de tissu plastique autocollant noir mat d'avoir un bon contraste.

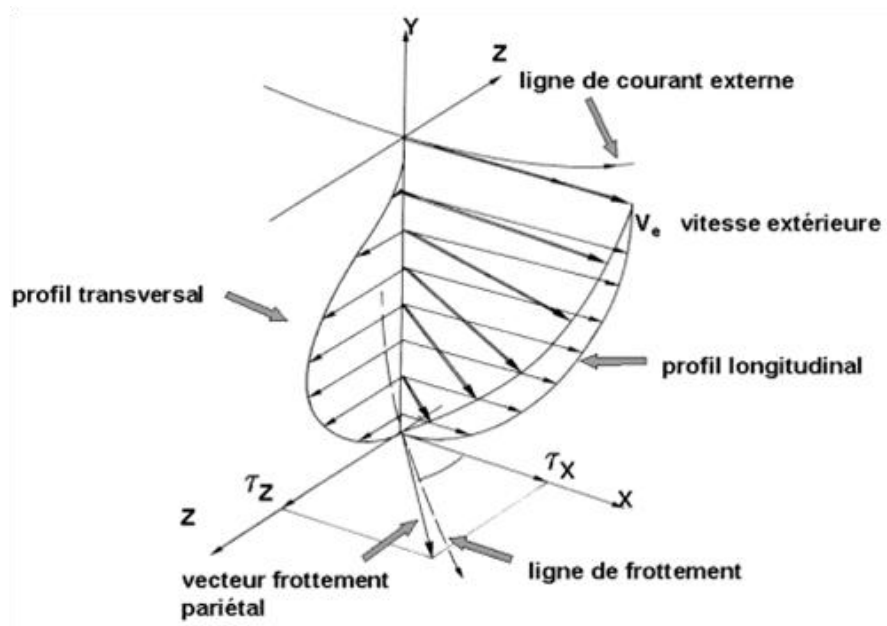


Figure 64 : Principe des visualisations pariétales, d'après Délery [8]

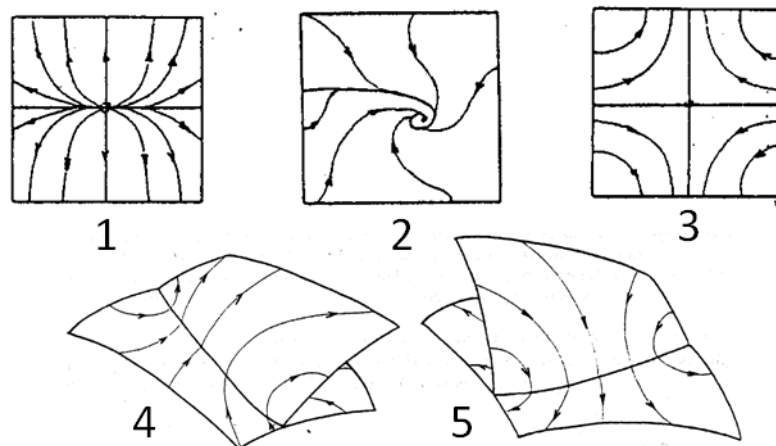


Figure 65 : Lignes et points singuliers, d'après Gilliéron [116] : 1 : nœud d'attachement, 2 : foyer de séparation, 3 : point selle, 4 : ligne de décollement, 5 : ligne d'attachement

L'intérêt de ces visualisations, lors d'essais sur corps de Ahmed, est qu'elles permettent en quelques minutes et sans dépouillement d'avoir un aperçu de l'écoulement sur l'arrière du corps. Bien que le résultat soit plutôt qualitatif, l'absence ou la présence de décollement peut immédiatement être confirmée, de même que la symétrie de l'écoulement et l'empreinte des structures tourbillonnaires longitudinales. Cette technique a donc été utilisée pour valider l'écoulement de référence avant la mise en œuvre de moyens de mesure plus complexes.

### 1.3.1.2. Pression pariétale

La maquette a reçu une instrumentation en prises de pression statique afin de caractériser le champ de pression sur l'arrière du corps.

La paroi a ainsi été percée de petits orifices (2.2 mm), reliés pneumatiquement (via des tubes de vinyle) à un système de mesure de pression différentielle de type Scanivalve. L'ensemble du système est schématisé Figure 66.

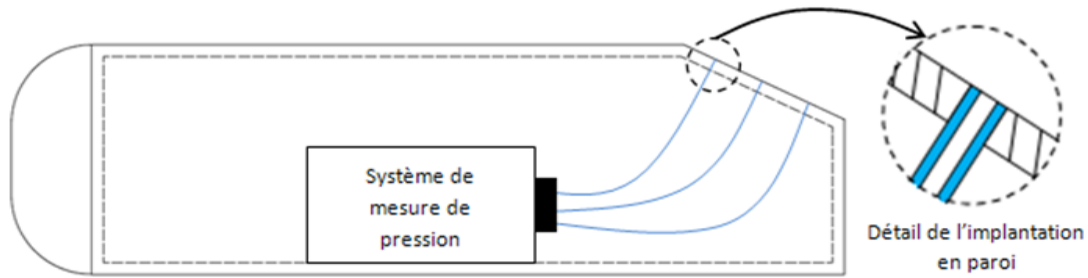


Figure 66 : Principe d'implantation des prises de pression pariétale

Comme l'écoulement autour du corps de Ahmed est symétrique (validation effectuée grâce aux visualisations pariétales), les différentes surfaces concernées n'ont été instrumentée que sur une demi-largeur du corps. La maquette a ainsi reçu en tout 121 prises de pression, implantées majoritairement sur la lunette. La répartition des prises est inhomogène (voir Figure 67), avec une densité plus grande dans les zones où de forts gradients de pression sont attendus. Les côtes exactes de l'implantation peuvent être trouvées dans le rapport IAT n°2484/A [5].

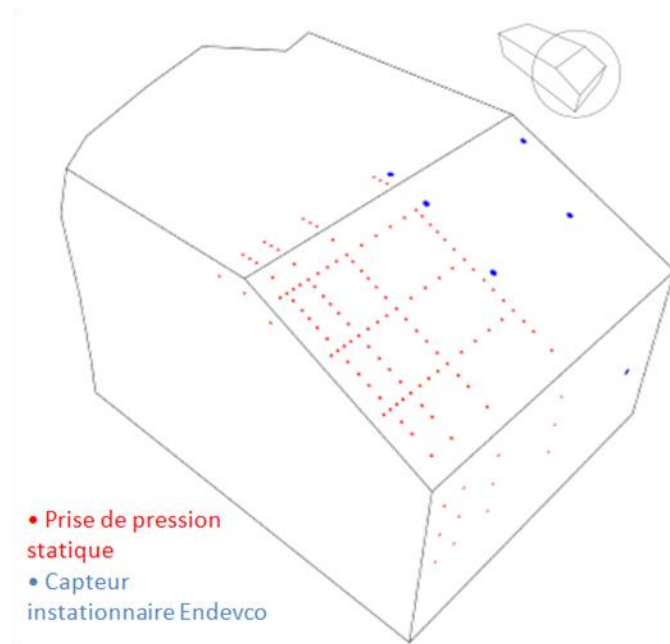


Figure 67 : Localisation des mesures de pression pariétales

Le système de mesure de pression est un dispositif Scanivalve mécanique : c'est un mécanisme de type « barillet » qui connecte séquentiellement les différents tubes de vinyle à un capteur de pression différentielle 2,5 Psi. Grâce à un étalonnage dans sa plage d'utilisation (0 - 2000 Pa), ce système atteint une précision de 0.03% avec un temps d'acquisition de 2 secondes.

La pression de référence utilisée tout le long de cette étude est une pression statique  $p_0$  mesurée en paroi de la veine d'essai. Le résultat de la mesure est donc la différence entre  $p$  la pression statique mesurée en paroi de maquette, et  $p_0$  la pression statique de référence. Cette grandeur est ensuite adimensionnée par la pression dynamique de référence mesurée en amont de la maquette pour le calcul du coefficient de pression  $C_p$  associé (voir Chapitre I).



En plus des 121 prises de pression statique, la maquette a également été équipée d'un jeu de 6 capteurs de pression instationnaires de type Endevco (modèle 8507C-2). Il s'agit de capteurs de pression miniatures implantés directement en paroi, dont la bande passante atteint 14 kHz. Leur gamme de mesure va de 0 à 2 Psi (environ 14000 Pa), avec une précision de mesure de l'ordre de 1 Pa. Pour des raisons d'encombrement, ces 6 capteurs ont été implantés de l'autre côté de la maquette par rapport aux prises de pression statique, dans les zones où se situent les principales structures du sillage (voir Figure 67). Les cotes d'implantation sont précisées dans le rapport IAT n°2484/A [5].

### 1.3.2. Mesure globale des efforts – pesée aérodynamique

La balance dynamométrique de la soufflerie S4 étant surdimensionnée pour la gamme d'efforts aérodynamiques à mesurer sur la maquette échelle  $\frac{1}{4}$ , une balance plot instationnaire 6 composantes a donc été ajoutée au montage. Elle a été implantée dans le faux plancher de la maquette, et isolée de l'écoulement par un caisson profilé visible sur la Figure 68 :

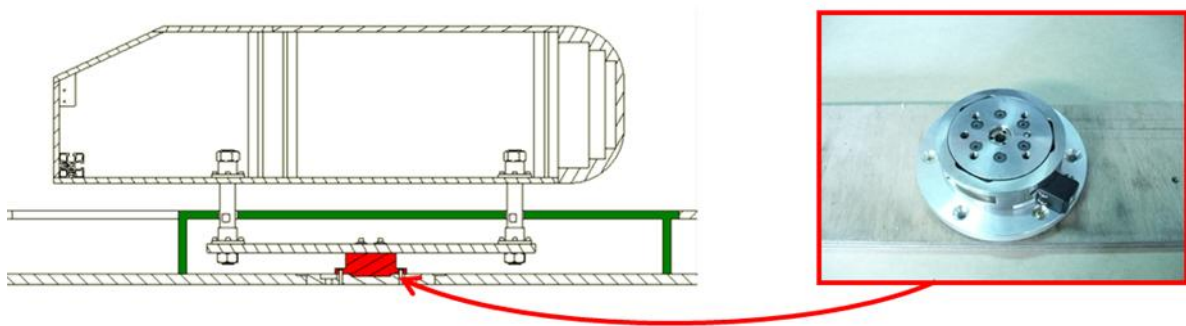


Figure 68 : Implantation de la balance plot sous la maquette échelle  $\frac{1}{4}$

Il s'agit d'une balance de la marque ATI (modèle Delta FT8563) initialement prévue pour des applications robotiques. La plage de mesure est de 0 / 660 N suivant l'axe X (résolution 0.125 N), et de 0 / 1980 N (résolution 0.25 N) suivant l'axe Z. Concrètement, pour un  $C_x$  classique de 0.3 à 20 m/s, ces données constructeur assurent une précision d'environ 1.5% pour notre maquette. Dans la pratique, la répétabilité de la mesure de  $C_x$  s'est révélée de +/- 1%, soit suffisante pour quantifier l'effet d'un contrôle.

### 1.3.3. Mesures dans le champ

Plusieurs sondes différentes ont été utilisées lors de ces essais afin d'effectuer des mesures de vitesse, de pression dynamique ou encore de pression totale dans le champ d'écoulement proche de la maquette. Elles sont décrites dans les paragraphes suivants.

#### 1.3.3.1. Tube de Prandtl

Le tube de Prandtl est un tube de Pitot « double » permettant de mesurer la pression dynamique d'un écoulement par différence entre sa pression totale et sa pression statique. Il est alors possible d'en déduire la vitesse moyenne de l'écoulement connaissant la masse volumique de l'air, celle-ci étant fonction de la pression atmosphérique et de la température moyenne en veine d'essai. Un schéma de cette sonde et du principe de calcul de la vitesse est donné Figure 69.

Placé très en amont du montage expérimental, dans l'écoulement non perturbé, le tube de Prandtl est généralement utilisé pour mesurer la pression dynamique et la vitesse de référence de l'écoulement amont.

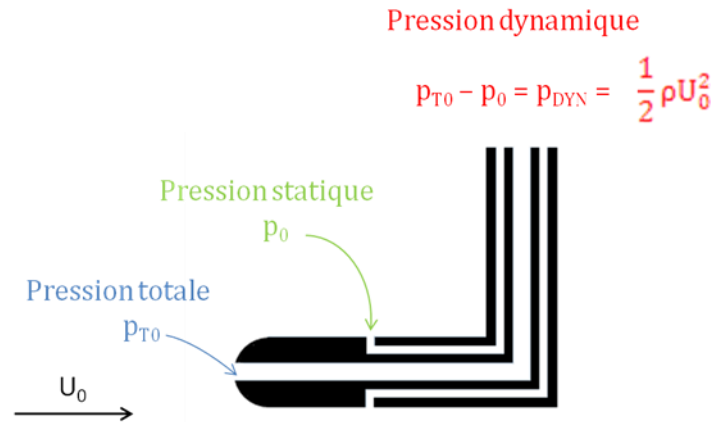


Figure 69 : Principe de la sonde de Prandtl

### 1.3.3.2. Sonde à couche limite dite « lécheuse »

Cette sonde permet d'effectuer des mesures de vitesse moyenne en très proche paroi. Il s'agit d'une sonde de pression totale dont l'extrémité est écrasée pour avoir une épaisseur de 0.5 mm. Adjointe à la mesure de pression statique de référence, cette sonde permet de mesurer une vitesse locale de la même manière que pour le tube de Prandtl. La finesse de cette sonde la désigne tout particulièrement à la réalisation de profils de vitesse moyenne dans les couches limites.

Pour le tube de Prandtl et la sonde lécheuse, la précision de la mesure de pression différentielle dépend du capteur de pression auquel est reliée la sonde. Dans les deux cas, des capteurs de pression AST 7000 mbar ont été utilisés : leur précision est estimée à 1% de la pleine échelle.

### 1.3.3.3. Sonde de Kiel

La sonde de Kiel est une sonde de pression totale équipée d'un manchon biseauté en entrée (voir Figure 70). L'intérêt de ce manchon est de redresser l'écoulement afin de permettre la mesure de pression totale sous forte incidence. Pope et Rae [117] ont en effet montré que les pressions totales peuvent être mesurées correctement avec des angles d'incidence allant jusqu'à 40°.

Le grand cône de mesure de cette sonde la rend toute indiquée pour effectuer des mesures dans des écoulements très perturbés comme les zones décollées, où la direction exacte de l'écoulement est incertaine et fluctuante. La sonde de Kiel peut également être équipée d'un capteur de pression instationnaire : c'est ce qui a été fait dans le cadre de cette étude, avec un capteur de type Endevco permettant une précision de mesure de l'ordre de 1 Pa avec une bande passante de 14 kHz.

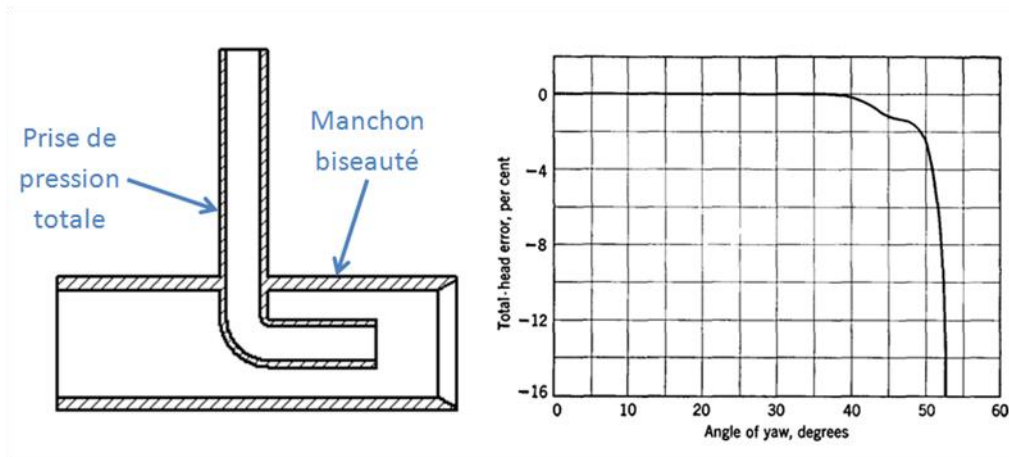


Figure 70 : Principe de la sonde de Kiel (gauche) et courbe de l'évolution de l'erreur de mesure en fonction de l'incidence de l'écoulement, d'après Pope et Rae [117] (droite)

#### 1.3.3.4. Anémométrie par fil chaud

Les mesures de vitesse instationnaires ont été effectuées grâce à des sondes à fil chaud reliées à des anémomètres de type CTA (Constant Temperature Anemometry, soit anémométrie à température constante). Le principe consiste à mesurer le courant nécessaire au maintien en température d'un mince fil métallique plongé dans l'écoulement, qui tend à le refroidir par convection (voir Figure 71) :

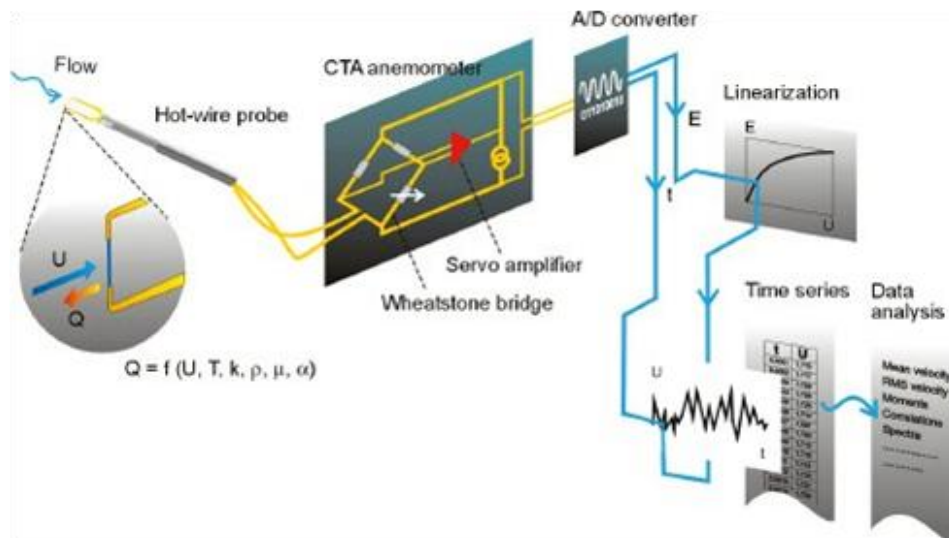


Figure 71 : Principe de l'anémométrie à température constante, document Dantec

Un fil chaud simple comme celui de la figure précédente ne peut mesurer qu'une seule composante de la vitesse, mais il existe des sondes multi-fils permettant de mesurer deux voire trois composantes. Des modèles spéciaux existent également pour certaines applications, comme la mesure de couche limite. Correctement étalonnée, une sonde à fil chaud permet une mesure précise de la vitesse moyenne, mais également des fluctuations turbulentes avec une bande passante de plusieurs dizaines de kHz.

L'étalonnage des sondes utilisées a été effectué en interne avec une tuyère calibrée, permettant l'identification d'une relation polynomiale (à l'ordre 5 dans le cas de cette étude)

entre la tension délivrée par la sonde et la vitesse. Une telle méthode assure une précision de l'ordre de 3%.

Dans le cadre des essais réalisés, les mesures fil chaud ont été utilisées pour caractériser l'écoulement en sortie d'actionneur ainsi que pour préciser le comportement du bulbe décollé avec ou sans contrôle.

### 1.3.4. Explorateur

Les différentes sondes présentées précédemment nécessitent d'être positionnées précisément dans l'écoulement par rapport à la maquette. Un soin particulier a donc été apporté à la conception d'un robot explorateur « 2D et demi », composé de deux parties principales : un portique profilé comportant un déplacement manuel dans la direction longitudinale, et une partie motorisée avec deux axes de déplacements automatisés dans le plan YZ. La conception et la validation de ce dispositif (Figure 72) sont précisées dans le rapport technique IAT n°2585/A [118]. Seules les principales caractéristiques du montage sont rappelées ici.



Figure 72 : Explorateur robotisé "2.5D"

#### 1.3.4.1. Portique

Le portique constitue la base du robot. Il est visible Figure 73.

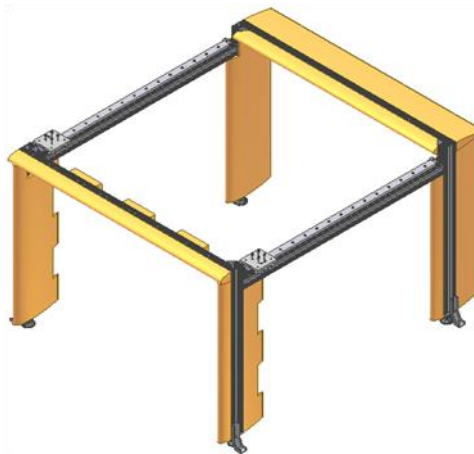


Figure 73 : Portique de l'explorateur

C'est une structure porteuse en profilés d'aluminium dotée de 4 pieds. Sa dimension est un compromis entre rigidité, encombrement et volume exploratoire. Pour ce dernier point, on peut néanmoins préciser que le rapport entre la section de la maquette et la surface frontale de l'explorateur est de 7%. Par analogie avec un coefficient de blocage de veine classique, les perturbations causées à l'écoulement par la structure sont donc négligeables. Sa section est de 1,5 m de large par 1,1 m de haut.

Afin de minimiser encore l'intrusivité du portique, mais également de limiter les vibrations pouvant se transmettre aux différentes sondes employées, la structure entière a été recouverte de profils aérodynamiques. Il s'agit de profils standards NACA 0018 [115]. Ce profil a été choisi pour son épaisseur relative importante qui permet de dissimuler des obstacles épais. Les bords de fuite des profils amont ont également été usinés en créneaux [119] de façon à éviter la génération d'instabilités fluides produites par l'interaction entre la couche de mélange issue d'un profil amont avec un profil aval. Ce type d'instabilités peut générer des fluctuations de pression et de vitesse parasites dans l'écoulement [119].

Ce portique dispose également d'un système de déplacement manuel constitué de chariots à roulettes sur rails de guidage. Ils peuvent être bridés et permettent une mise en place avec précision. L'amplitude de déplacement est d'environ 1,4 m dans la direction X.

### 1.3.4.2. Axes robotisés

Le portique supporte deux axes de déplacement automatisés visibles Figure 74. Ces axes sont conçus autour de vis à billes et de patins sur glissières. L'entraînement en translation est assuré par deux moteurs pas à pas. Ces moteurs sont accompagnés d'une unité de commande assurant la communication avec le PC d'acquisition. Compte tenu de ce boîtier et du logiciel de pilotage, la précision de déplacement est estimée à 0.1 mm.

Les courses de chaque axe sont de 1.1 m en Y et 1 m en Z. La position des axes peut être réglée afin d'effectuer des mesures à différents endroits et limiter l'intrusivité du matériel en l'éloignant le plus possible du point de mesure. Comme pour le portique, les bras sont carénés afin de réduire le plus possible les vibrations parasites qui pourraient se transmettre à la sonde de mesure. L'axe Z est équipé d'un porte sonde permettant de monter tous types de sondes.



Figure 74 : Bras robotisés de l'explorateur

### 1.3.4.3. Implantation et utilisation

En fonction de son positionnement sur le faux plancher, cet explorateur permet de sonder l'écoulement autour de la maquette, aussi bien en amont que dans le sillage lointain. Il a ainsi été utilisé pour caractériser l'écoulement incident (mesures de couche limite sur le faux plancher en amont de la maquette), ainsi que sur l'arrière du corps de Ahmed (couche limite en fin de pavillon, couche cisailée et bulle de décollement, plans de tomographie dans le sillage...).

L'influence de l'explorateur sur la mesure a été quantifiée en comparant les distributions de  $C_p$  sur l'arrière corps avec et sans explorateur. Comme le montre la Figure 75, les distributions de pression sont peu modifiées. La topologie globale de l'écoulement est donc conservée et l'influence de l'explorateur peut être considérée comme négligeable.

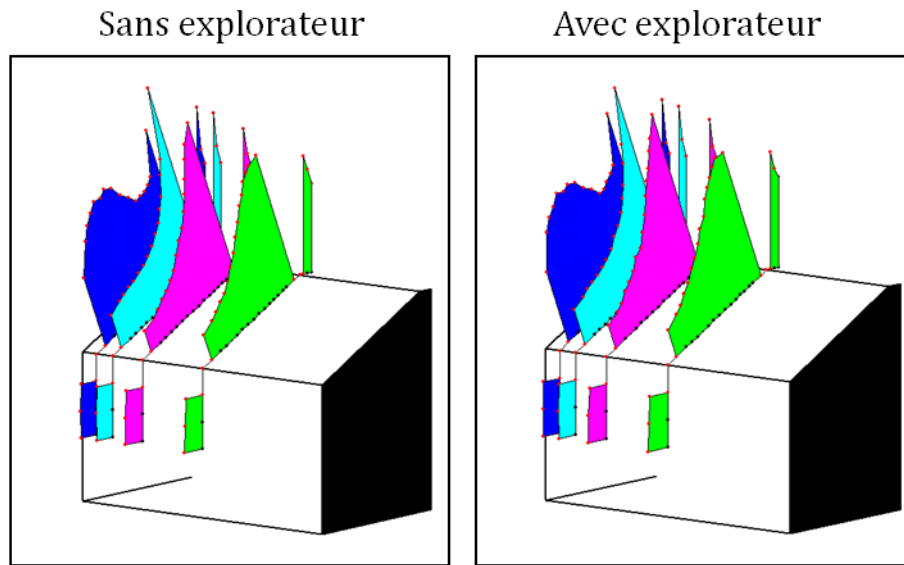


Figure 75 : Distributions de pression sur la partie arrière du corps (coefficient  $C_p$ ) avec et sans explorateur ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

### 1.3.5. Vélocimétrie par image de particules

Les mesures PIV présentées dans ce mémoire ont été effectuées grâce au concours humain et matériel des sociétés Renault et PSA. Il s'agit ici d'un système dit « 2D2C » stationnaire, qui permet donc la mesure des deux composantes de la vitesse moyenne dans un plan particulier.

La PIV, acronyme de vélocimétrie par image de particules, est une technique de mesure de vitesse optique. Son principe de base s'articule autour de 3 grands ensembles : un système d'ensemencement, qui disperse dans l'écoulement à qualifier une densité appropriée de micro-gouttelettes, un laser, qui illumine l'écoulement ainsiensemencé, et une caméra haute résolution qui capture des images de ces particules éclairées se déplaçant dans l'écoulement.

Le laser délivre à chaque fois une paire d'impulsions rapprochées, et la caméra synchronisée avec lui enregistre ainsi un couple d'images. On a donc deux images successives de l'écoulementensemencé en particules. Le déplacement des particules peut être mesuré entre les deux images, et donc leur vitesse peut être retrouvée en connaissant l'intervalle de temps entre deux impulsions lasers. Plusieurs méthodes existent pour mesurer le déplacement entre deux champs [120], celle employée ici est un traitement statistique fonctionnant sans identifier de



manière individuelle les particules. L'image est discrétisée en plusieurs zones, et des calculs de corrélation sont effectués entre ces différentes mailles.

Le dispositif expérimental mis en place en soufflerie est schématisé Figure 76. Le système d'ensemencement est implanté en amont de la maquette, et diffuse un brouillard d'huile d'olive. Cette huile est particulièrement adaptée pour l'ensemencement, car une fois chauffée et pulvérisée, elle forme des gouttelettes de tailles très régulières (environ  $2\ \mu\text{m}$ ) permettant d'avoir un ensemencement de bonne qualité. Le laser est quant à lui placé dans le plafond de la veine, la nappe pouvant se tourner d'un quart de tour pour réaliser des plans longitudinaux ou transversaux. La caméra est alors positionnée soit sur le côté de la veine, soit en aval de la maquette (suffisamment loin pour ne pas perturber l'écoulement). Enfin, de la peinture antireflet à base de rhodamine est appliquée sur la maquette afin de limiter les réflexions du laser. Dans le cadre de cette étude, le système PIV permet d'avoir une fréquence d'acquisition jusqu'à 15 Hz, et le laser utilisé développe une puissance de 120 mJ.

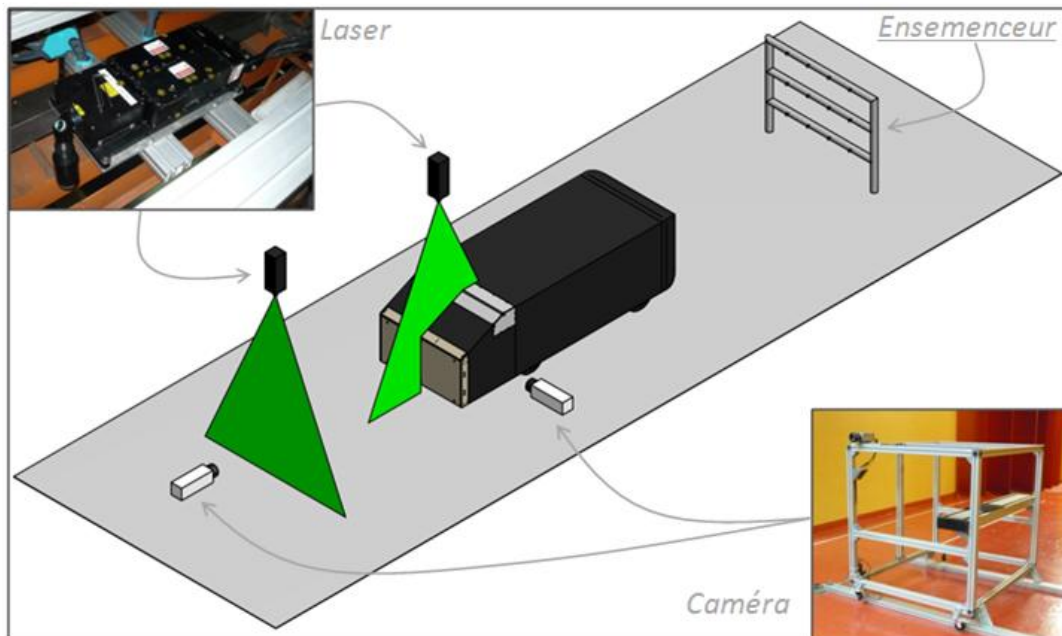


Figure 76 : Principe d'installation de la PIV en soufflerie S4

Tout le matériel décrit dans cette première partie a dans un premier temps permis de caractériser l'écoulement de référence autour du corps. En effet, bien que cette étude porte majoritairement sur le contrôle, il est nécessaire de bien analyser l'écoulement de base pour d'une part, vérifier que la topologie du sillage est correcte vis-à-vis de la littérature, et, d'autre part, caractériser précisément l'état de référence permettant d'apprécier l'effet du contrôle.

## 2. ECOULEMENT DE REFERENCE : MAQUETTE ECHELLE 1/4

L'objectif de cette seconde partie est de préciser les caractéristiques de l'écoulement autour de la maquette échelle 1/4. On s'intéresse dans un premier temps aux conditions aux limites de l'expérience en caractérisant la couche limite sur le faux plancher en amont de la maquette, ainsi que le taux de turbulence de la soufflerie. L'étude des pesées met ensuite en évidence un effet Reynolds significatif sur le coefficient de trainée, que l'examen couplé des visualisations et des pressions pariétales permet d'expliquer. Ces visualisations, associées à des plans de tomographie et des champs PIV sont également l'occasion de caractériser la topologie moyenne de l'écoulement de sillage. Cet écoulement est également analysé de manière plus fine au niveau du bulbe décollé, par le biais de profil de couche limite et de couche de cisaillement. Une analyse instationnaire du sillage clôt ce chapitre, en mettant en évidence différentes instabilités et fréquences caractéristiques détectées dans le sillage.

Dans cette partie, il est fait référence aux différentes dimensions caractéristiques du corps de Ahmed telles qu'indiquées Figure 77, et, sauf mention contraire, le nombre de Reynolds  $Re$  sera toujours basé sur  $L_0$ , la longueur totale du corps. Le repère utilisé est également celui indiqué sur cette figure.

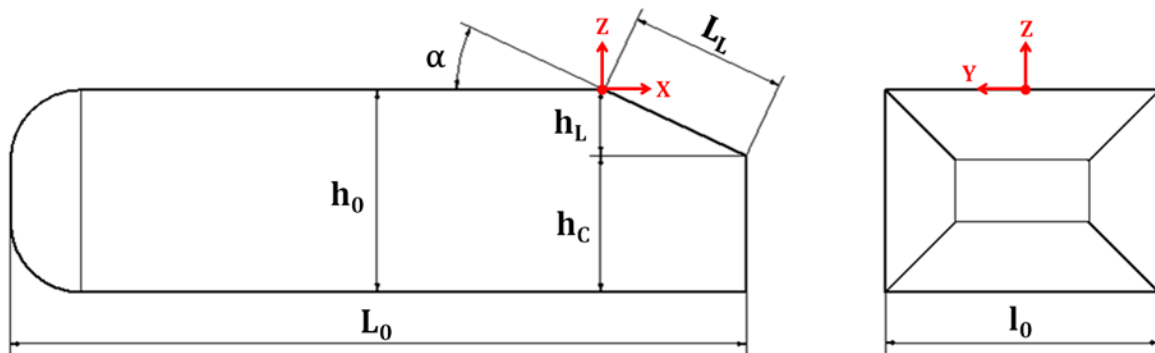


Figure 77 : Désignation des dimensions caractéristiques du corps de Ahmed

### 2.1. CARACTERISATION DE L'ECOULEMENT INCIDENT

#### 2.1.1. Couche limite amont

Avant de réaliser des mesures sur la maquette en elle-même, il est important de préciser le comportement de l'écoulement incident et en particulier celui de la couche limite amont. L'emploi d'un faux plancher s'accompagne en effet d'un risque de décollement au bord d'attaque, pouvant produire une couche limite très épaisse au droit de la maquette et des « instationnarités » indésirables.

Des profils de couche limite ont donc été mesurés en utilisant une sonde lècheuse (capteur AST 7000 mbar) et l'explorateur. Chaque profil de vitesse est composé de 41 points de mesure en moyennant sur une durée de 2 s.

Les mesures ont été réalisées dans le plan médian ( $Y = 0$ ) à 0.4 m, 0.55 m et 0.7 m du bord d'attaque du plancher (soit aux distances relatives  $\Delta X/L_0 = -0.57, -0.43$  et  $-0.29$  en amont du corps de Ahmed), et aux vitesses de 20 m/s ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ) et 30 m/s ( $Re = 2.1 \cdot 10^6$ ). On note u la



vitesse locale dans la couche limite et  $\delta$  son épaisseur, définie de manière conventionnelle comme la hauteur où  $u \approx 0.99 \times U_0$ . Les autres grandeurs caractéristiques associées sont  $\delta^*$  l'épaisseur de déplacement,  $\theta$  l'épaisseur de quantité de mouvement et  $H_{BL}$  le facteur de forme. Elles sont définies et calculées de la façon suivante :

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U_0}\right) dz \quad (16)$$

$$\theta = \int_0^\delta \frac{u}{U_0} \left(1 - \frac{u}{U_0}\right) dz \quad (17)$$

$$H_{BL} = \frac{\delta^*}{\theta} \quad (18)$$

Le facteur de forme permet de juger du caractère laminaire ou turbulent de la couche limite, en comparant avec les résultats obtenus pour un développement sur plaque plane ( $H_{BL} = 1.4$  pour une couche limite turbulente, et  $H_{BL} = 2.6$  pour une couche limite laminaire).

Le Tableau 6 présente les valeurs mesurées et calculées de ces différentes quantités à 0.7 m en amont de la maquette (soit  $\Delta X/L_0 = -0.29$ ) pour les deux vitesses d'écoulement testées :

**Tableau 6 : Grandeurs caractéristiques de la couche limite à 0.7 m du bord d'attaque du plancher**

<b>Paramètres</b>	<b><math>\delta</math> (mm)</b>	<b><math>\delta^*</math> (mm)</b>	<b><math>\theta</math> (mm)</b>	<b><math>H_{BL}</math></b>
Re = $1.4 \cdot 10^6$ (20 m/s)	24.4	3.49	4.16	1.19
Re = $2.1 \cdot 10^6$ (30 m/s)	19.4	2.55	3.87	1.52

La première observation est que les épaisseurs de couche limite mesurées sont proches de celles attendues pour une couche limite se développant sur 0.7 m avec des vitesses d'écoulement de 20 et 30 m/s. Le faux plancher remplit donc correctement son rôle en produisant une couche limite au droit de la maquette bien inférieure à la garde au sol du corps de 50 mm. Le calcul du facteur de forme indique également qu'il s'agit d'une couche limite turbulente pleinement développée. Ceci est également validé par le fait que la zone de gradient de vitesse est très correctement définie par un modèle en puissance  $1/7^{\text{ème}}$  [121] :

$$\frac{u}{U_0} = \left(\frac{z}{\delta}\right)^{\frac{1}{7}} \quad (19)$$

Les profils de vitesse mesurés ainsi que les profils calculés selon le modèle en puissance sont donnés Figure 78.

### **2.1.2. Caractéristiques turbulentes de l'écoulement incident**

Les caractéristiques turbulentes de l'écoulement dans la veine de la soufflerie S4 ont été mesurées veine vide (sans maquette) au centre de la veine, soit au niveau de l'implantation de la maquette. Les mesures ont été effectuées au moyen d'une sonde à fil chaud double permettant de mesurer simultanément la composante fluctuante longitudinale  $u$  et verticale  $w$  de la vitesse. Les mesures ont été effectuées pour des vitesses moyennes allant de  $U_0 = 10$  m/s à  $U_0 = 40$  m/s sur une durée de 30 s avec une fréquence d'échantillonnage de 1500 Hz.

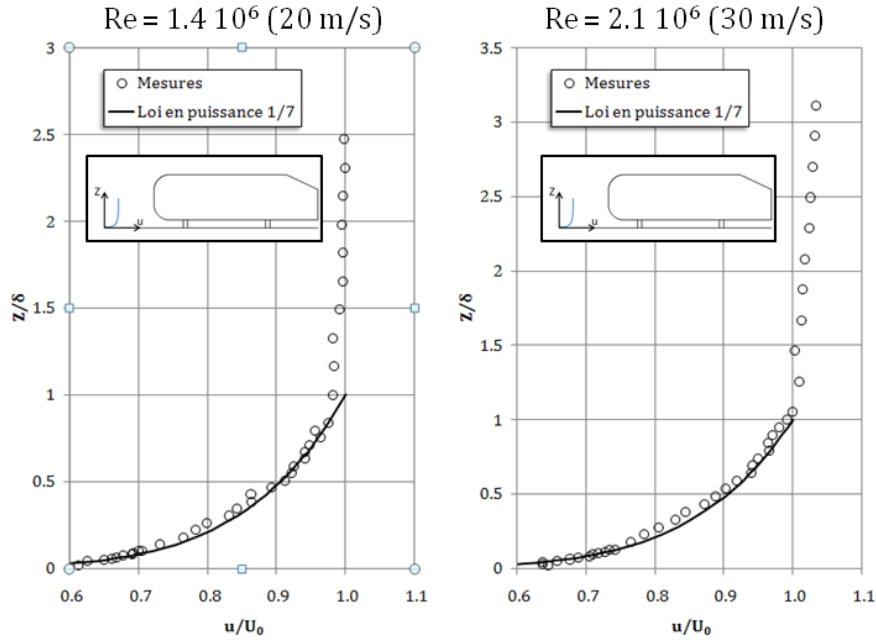


Figure 78 : Couche limite à 0.7 m du bord d'attaque du plancher,  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (20 m/s, gauche) et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$  (30 m/s, droite)

La Figure 79 présente l'évolution avec la vitesse moyenne des taux de turbulence associés à chacune des composantes fluctuantes. Chaque taux de turbulence correspond au rapport de l'écart-type associé à la composante  $u$  ou  $w$  sur la vitesse moyenne  $U_0$  :

$$\tau_u = \frac{\sigma_u}{U_0} ; \tau_w = \frac{\sigma_w}{U_0} \quad (20) ; (21)$$

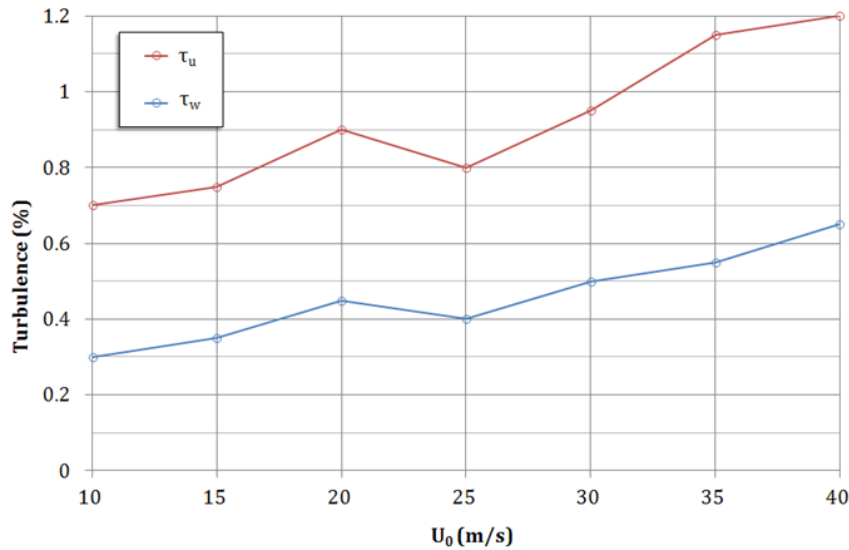


Figure 79 : Taux de turbulence longitudinaux et transversaux en fonction de la vitesse de soufflerie

Ces résultats montrent que les taux de turbulence augmentent légèrement avec la vitesse de soufflerie, passant de 0.7% à 1.2% pour la composante longitudinale, et de 0.3% à 0.65% pour la composante verticale.

La Figure 80 présente la densité spectrale de puissance (normalisée par la variance) associée à la composante fluctuante longitudinale  $u$  pour une vitesse  $U_0 = 30$  m/s. Cette distribution spectrale de l'énergie turbulente est caractérisée par une décroissance régulière selon une loi en puissance  $f^{-3/4}$ .

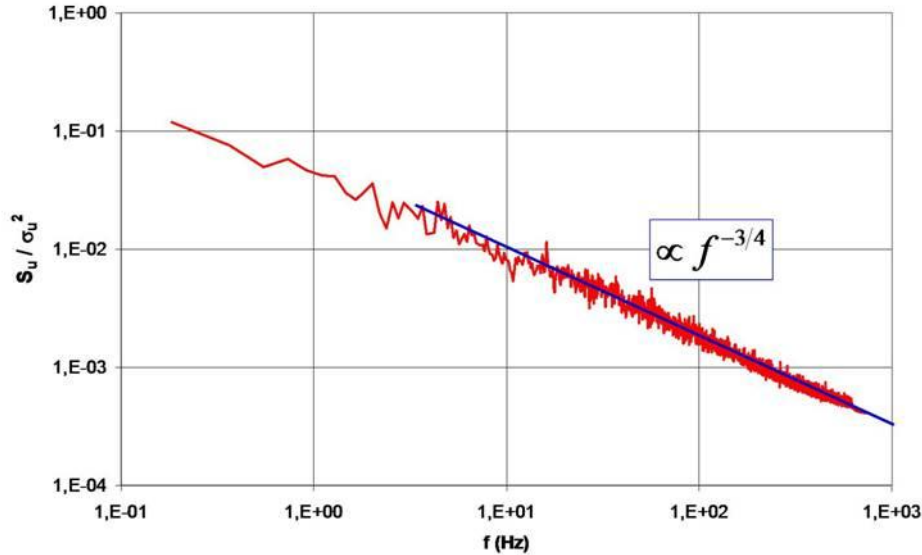


Figure 80 : Densité spectrale de puissance (normalisée par la variance) associée à la composante fluctuante longitudinale pour  $U_0 = 30$  m/s

## 2.2. MISE EN EVIDENCE D'UN EFFET REYNOLDS

Au cours de la caractérisation de l'écoulement de référence autour du corps de Ahmed, un effet Reynolds significatif a pu être observé. Cette partie va s'attacher à décrire les conséquences de ce phénomène sur la trainée, et à expliquer son origine au travers des visualisations et des pressions pariétales.

### 2.2.1. Pesées

Plusieurs mesures de  $C_x$  ont été réalisées sur la maquette. Ces mesures ont été effectuées avec la balance Delta FT8563, avec un temps d'acquisition de 30 s et une fréquence d'échantillonnage de 4096 Hz. La fréquence d'acquisition a volontairement été choisie très élevée afin de pouvoir pratiquer une analyse fréquentielle du signal.

Les mesures ont été effectuées tous les 5 m/s entre 20 m/s et 40 m/s (soit aux nombres de Reynolds suivants :  $1.4 \cdot 10^6$ ,  $1.7 \cdot 10^6$ ,  $2.1 \cdot 10^6$ ,  $2.4 \cdot 10^6$  et  $2.7 \cdot 10^6$ ). Afin de vérifier la répétabilité de la mesure, toute la série de points a été réalisée deux fois, et un essai comparant une montée en vitesse (de 20 m/s à 40 m/s) à une descente (de 40 m/s à 20 m/s) a été effectué afin de s'assurer de l'absence d'hystérésis.

La précision de la balance est donnée par le constructeur pour 0.125 N selon l'axe X. La répétition des mesures lors des essais donne une erreur un peu plus élevée, estimée à 0.2 N : l'erreur de mesure sur le  $C_x$  se situe donc autour de 2.2% à 20 m/s et 0.6% à 40 m/s. L'évolution du coefficient de trainée avec le nombre de Reynolds est donnée Figure 81, les barres d'erreur correspondant au cas le plus défavorable avec l'erreur maximum pour toutes les vitesses.

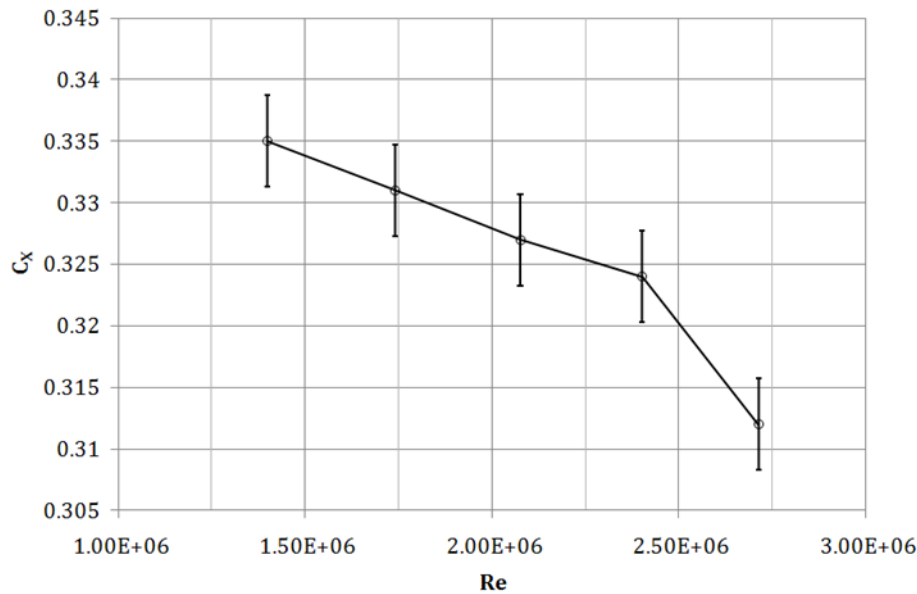


Figure 81 :  $C_x$  maquette échelle  $\frac{1}{4}$  en fonction du nombre de Reynolds

Les résultats présentés Figure 81 montrent une décroissance du coefficient de trainée avec l'augmentation du nombre de Reynolds : en passant de  $1.4 \cdot 10^6$  à  $2.7 \cdot 10^6$ , une diminution de 7% est observée, de 0.335 à 0.312. Ces valeurs sont cohérentes avec un certain nombre d'autres études (voir Tableau 2, Chapitre I, notamment les travaux numériques de Rouméas [46] et Leclerc [43] dans des plages de nombre de Reynolds similaires). Un effet Reynolds a également été constaté par Thacker [44] qui observe une décroissance de 6.4 % du coefficient de trainée avec une augmentation de Re de  $0.73 \cdot 10^6$  à  $3.9 \cdot 10^6$ , et par Leclerc [43] qui observe une diminution de 6.3% entre  $Re = 0.73 \cdot 10^6$  et  $2.4 \cdot 10^6$ .

Cependant, dans ces deux cas, les auteurs ne notent pas de modification de la topologie de l'écoulement pouvant expliquer cet effet, et ils attribuent ces variations de  $C_x$  à un changement dans la composante « frottement » de la trainée, qui pourrait augmenter avec le nombre de Reynolds. L'examen des pressions et des visualisations pariétales va permettre d'avancer une l'explication différente pour expliquer la variation de  $C_x$  dans la présente étude.

### 2.2.2. Visualisations et pressions pariétales

Les pressions pariétales ont été mesurées sur la moitié de la partie arrière en utilisant le système Scanivalve mécanique et l'implantation en prises de pression décrite Figure 67. Les 121 points de mesure sont acquis de manière séquentielle, en moyennant sur une durée de 2 s.

Comme pour les pesées, cinq jeux de mesures ont été réalisés à différents nombres de Reynolds entre 20 m/s et 40 m/s avec un pas de 5 m/s (soit entre  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et  $Re = 2.7 \cdot 10^6$ ). Les essais ont également été réalisés plusieurs fois en procédant à des montées et descentes en vitesse afin de vérifier l'absence d'hystérésis.

La Figure 82 présente un aperçu qualitatif des résultats obtenus à  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (20 m/s, colonne de gauche) et  $Re = 2.7 \cdot 10^6$  (40 m/s, colonne de droite), pour les colonnes (en haut), et les lignes (en bas) qui composent le maillage de prises de pression. Les résultats sont tracés à partir des coefficients de pression calculés (voir Chapitre I, partie 1.3.2). L'ensemble des coefficients de pression est négatif, ce qui traduit une dépression relative du chargement sur

l'arrière corps. Dans la représentation utilisée Figure 82, plus la dépression est importante, plus le point de chargement est éloigné de la paroi.

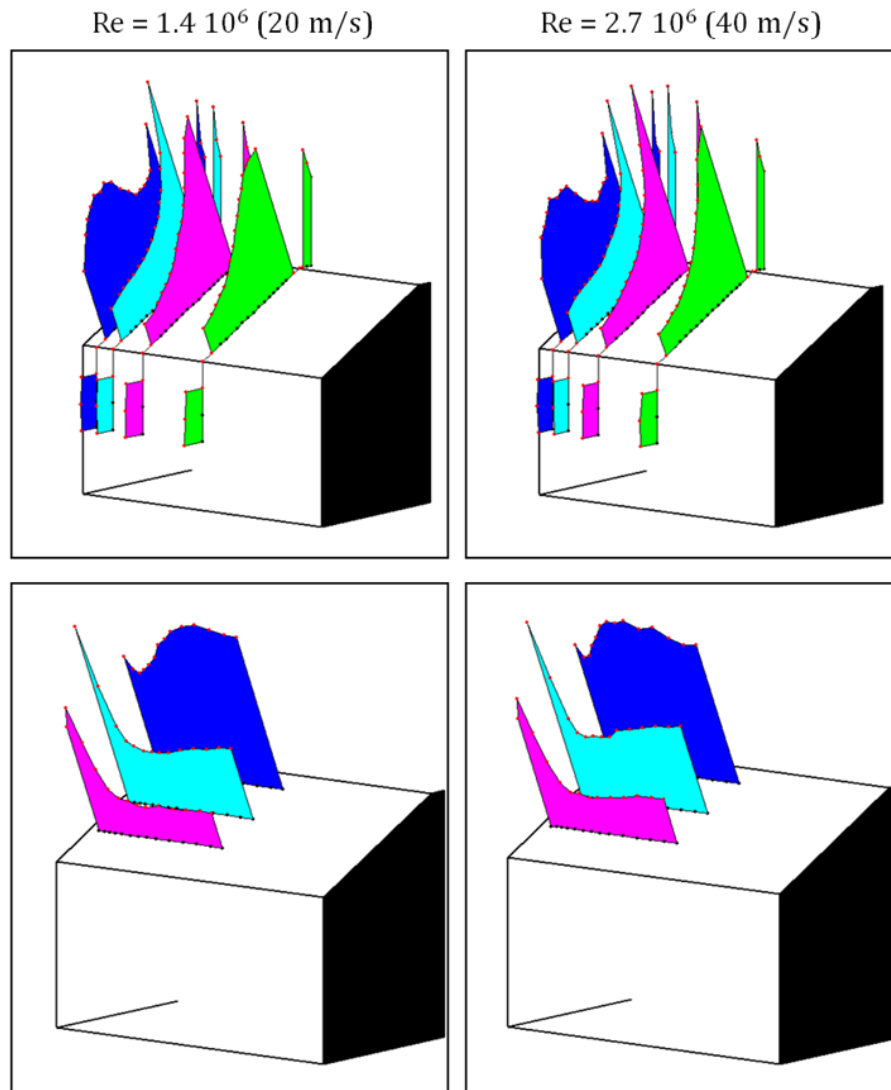


Figure 82 : Représentation de la charge de pression sur l'arrière du corps de Ahmed échelle  $\frac{1}{4}$  (coefficient  $C_p$ ) :  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (gauche) et  $Re = 2.7 \cdot 10^6$  (droite)

Ces résultats mettent en évidence une forte dépression au contournement de l'arête, due à l'accélération de l'écoulement accompagnée d'une recompression plus ou moins rapide en fonction du nombre de Reynolds. La ligne de pression la plus excentrée permet également de percevoir la forte influence des tourbillons longitudinaux ainsi que l'importante dépression qu'ils génèrent. Les niveaux mesurés au culot sont également en accord avec la littérature, avec des dépressions relevées relativement faibles.

Afin d'apprécier l'influence du nombre de Reynolds, des visualisations pariétales ont été effectuées pour différentes vitesses d'écoulement, en matérialisant les lignes de frottements à 20 m/s ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ), 30 m/s ( $Re = 2.1 \cdot 10^6$ ) et 40 m/s ( $Re = 2.8 \cdot 10^6$ ). La Figure 83 présente les résultats issus de ces différents essais en mettant l'accent sur l'évolution de la taille de la zone décollée :

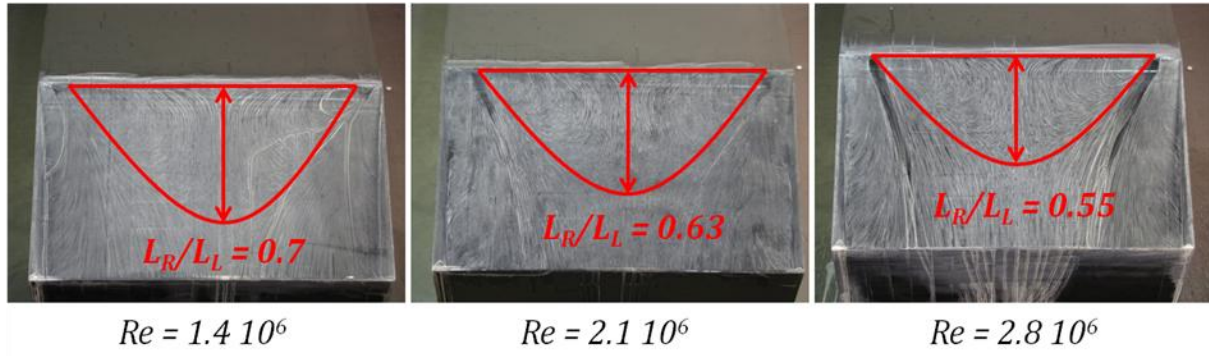


Figure 83 : Evolution de la taille de la bulle décollée avec le nombre de Reynolds

Une diminution de 20% de la taille de la zone de recirculation est ainsi observée entre  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et  $Re = 2.8 \cdot 10^6$ .

La représentation des pressions pariétales sous forme de cartographie et leur association aux visualisations précédentes permettent de mieux comprendre les raisons de la diminution du  $C_x$  avec le nombre de Reynolds.

Les cartographies de coefficients de pression présentées Figure 84 confirment la tendance observée à partir de la visualisation des lignes de frottement sur la lunette. Ces cartographies ont été obtenues à partir des mesures de pression pariétale moyenne réalisées sur une demi-lunette, complétées par symétrie. De gauche à droite, le nombre de Reynolds évolue de  $1.4 \cdot 10^6$  à  $2.7 \cdot 10^6$  (soit 20 m/s, 30 m/s et 40 m/s). L'axe  $X_s$  est un axe local colinéaire à la lunette.

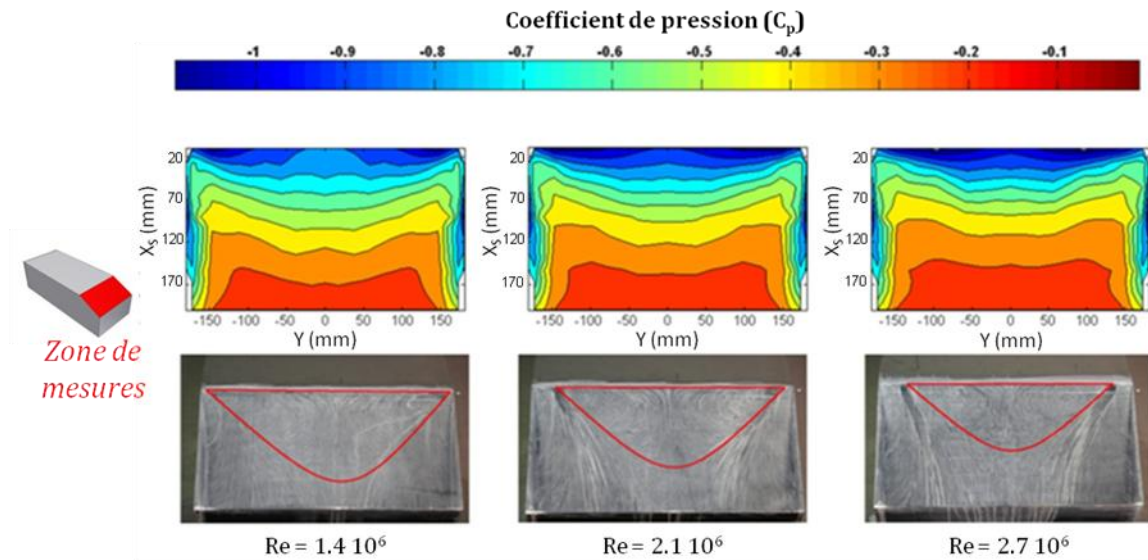
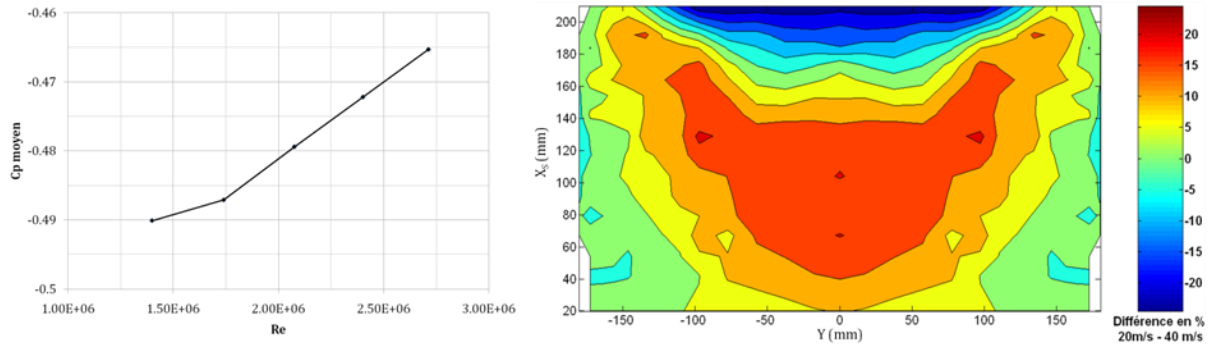


Figure 84 : Visualisations et pressions pariétales pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ,  $Re = 2.1 \cdot 10^6$  et  $Re = 2.7 \cdot 10^6$

La Figure 84 permet de voir que l'évolution de la répartition de pression est liée à l'évolution du bulbe décollé : la diminution de la taille du bulbe s'accompagne en effet d'une remontée de pression sur le bas de la lunette (une recompression plus rapide pour arriver aux valeurs de pression du culot), mais provoque également une augmentation de la dépression sur le haut de la lunette. Le premier effet tend à diminuer la traînée, alors que le second tend à l'augmenter. La Figure 85 permet de les départager : la cartographie de pression indique en effet

que les deux effets ont des magnitudes similaires (variation d'environ 20% du niveau de  $C_p$  pour les deux cas). Cependant la zone présentant un gain de pression est beaucoup plus étendue, ce qui conduit à une augmentation du niveau de pression moyen sur l'ensemble de la lunette avec le nombre de Reynolds, et permet donc d'expliquer la diminution de  $C_x$  observée Figure 81.



**Figure 85 : Evolution en % du  $C_p$  sur la lunette entre (gauche) et variation du  $C_p$  moyen de toute la lunette (droite) entre  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et  $Re = 2.7 \cdot 10^6$  (20 m/s et 40 m/s)**

Cette partie a donc permis de mettre en évidence un effet Reynolds non négligeable affectant la trainée du corps, et de l'expliquer aux travers des visualisations et des pressions pariétales. Une diminution de la taille de la bulle de recirculation est mise en cause, cette structure se résorbant progressivement avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

Ainsi, même si la position du point de décollement est peu sensible au nombre de Reynolds, car fixée géométriquement au niveau de l'arête, le comportement de la zone décollée est, lui, dépendant du nombre de Reynolds. Cette sensibilité des zones de décollements partiels au nombre de Reynolds, sur des corps mal profilés présentant des points de décollement fixés géométriquement au niveau d'arêtes vives, a également été mise en évidence par Hoxey et al. [9].

Plusieurs hypothèses peuvent être faites pour expliquer ce comportement. L'augmentation du nombre de Reynolds, en modifiant les caractéristiques de la couche limite en fin de pavillon favorise un recollement plus rapide. Il est également probable que l'augmentation de la turbulence naturelle de la soufflerie mise en évidence dans la Partie 2.1.2 ait une influence.

### 2.3. TOPOLOGIE MOYENNE DE L'ÉCOULEMENT

Cette troisième partie va s'attacher à décrire l'écoulement moyen s'établissant dans le sillage du corps de Ahmed. Dans cette optique, l'examen des visualisations pariétales est complété par des plans de tomographie afin de faire ressortir l'empreinte des différentes structures tourbillonnaires. Des plans PIV viennent clore cette partie en mettant en évidence de manière nette l'effet Reynolds qui affecte le bulbe décollé.

#### 2.3.1. Visualisations pariétales

L'examen plus approfondi des visualisations pariétales permet d'avoir un aperçu global de la topologie moyenne de l'écoulement. Les lignes de frottement permettent en effet de visualiser l'empreinte en paroi des différentes structures qui composent le sillage. La Figure 86 présente les résultats obtenus à 20 m/s ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ).



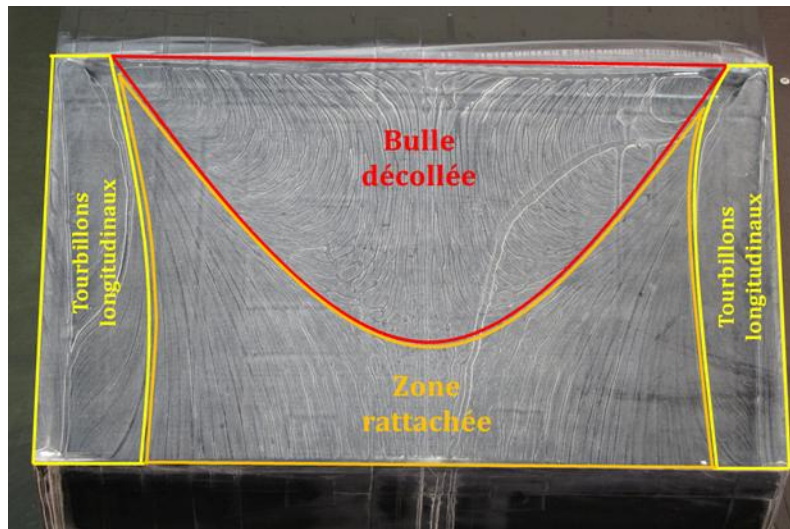


Figure 86 : Visualisation pariétale de l'écoulement à 20 m/s ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ) avec identification des différentes structures

L'identification des différentes lignes de séparation et d'attachement sur la lunette permet d'apprécier l'empreinte des deux tourbillons longitudinaux, caractéristiques de la configuration haute trainée, de part et d'autre du bulbe décollé. La topologie est donc bien celle attendue pour un angle de lunette de  $25^\circ$ , et les différentes structures sont présentes. Dans le cas de la Figure 86, à un nombre de Reynolds de  $1.4 \cdot 10^6$ , la taille du bulbe décollé est également en accord avec d'autres études, notamment celle de Thacker [44] (voir Tableau 1, Chapitre I), et s'étend sur environ les trois quart de la lunette dans le plan médian ( $L_R/L_L = 0.7$ ). On constate néanmoins que l'écoulement présente une légère asymétrie (voir la taille des tourbillons longitudinaux), qui peut être due à un défaut de positionnement de la maquette par rapport à l'axe de l'écoulement principal.

### 2.3.2. Tomographies de pertes de pression d'arrêt

Comme précisé dans le premier chapitre de ce manuscrit, les tomographies de pertes de pression d'arrêt dans le sillage permettent de localiser les zones où des pertes d'énergie volumiques se produisent à cause des différentes structures générées dans le sillage.

Des plans de tomographie ont donc été réalisés dans le sillage la maquette échelle  $\frac{1}{4}$  à différents nombres de Reynolds. Ces mesures ont été réalisées à l'aide de l'explorateur robotisé et de la sonde de Kiel. Les dimensions et la position du plan correspondant aux résultats présentées Figure 88 sont détaillées Figure 87. Les dimensions ont été choisies de façon à englober toutes les structures. Le plan est situé à 144 mm en aval de la maquette, soit à une distance relative  $\Delta X/h_0 = 0.5$  (avec  $h_0$  la hauteur du corps). Le choix de cette distance permet la comparaison avec d'autres études. Chaque plan est composé de 234 points, soit 13 dans la largeur et 18 dans la hauteur : il en résulte un maillage carré avec un espacement de 20 mm.

Les mesures ont été réalisées à deux nombres de Reynolds différents correspondant à des vitesses soufflerie de 20 m/s et 30 m/s. Les résultats sont visibles Figure 88. Chaque point est le résultat d'une moyenne sur 10 s.

Ces résultats sont cohérents avec les résultats relevés dans la bibliographie, notamment ceux Rouméas [46] à une distance équivalente du culot ( $\Delta X/h_0 = 0.4$ ). Ils permettent d'apprécier la signature des tourbillons longitudinaux et de la zone de recirculation de culot sur les valeurs



de  $C_{pi}$  et leurs variations spatiales (voir partie 1.3.3, chapitre I). Des pertes importantes sont en effet observées au cœur des tourbillons longitudinaux, en accord avec les travaux de Beaudoin et al. [54], qui les désignent comme les zones les plus dépressionnaires du sillage. La signature du bulbe décollé est quant à elle caractérisée par un gradient de  $C_{pi}$  induit au milieu de la lunette.

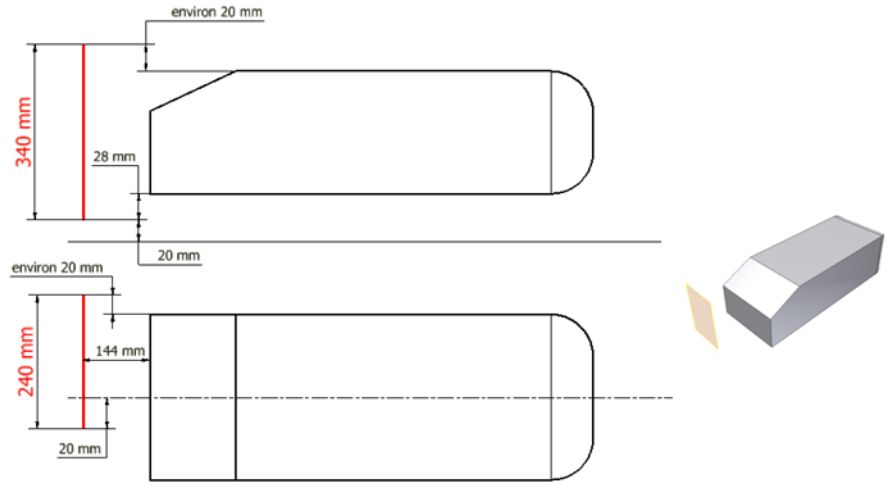


Figure 87 : Position et dimensions des plans de tomographie de référence par rapport à la maquette

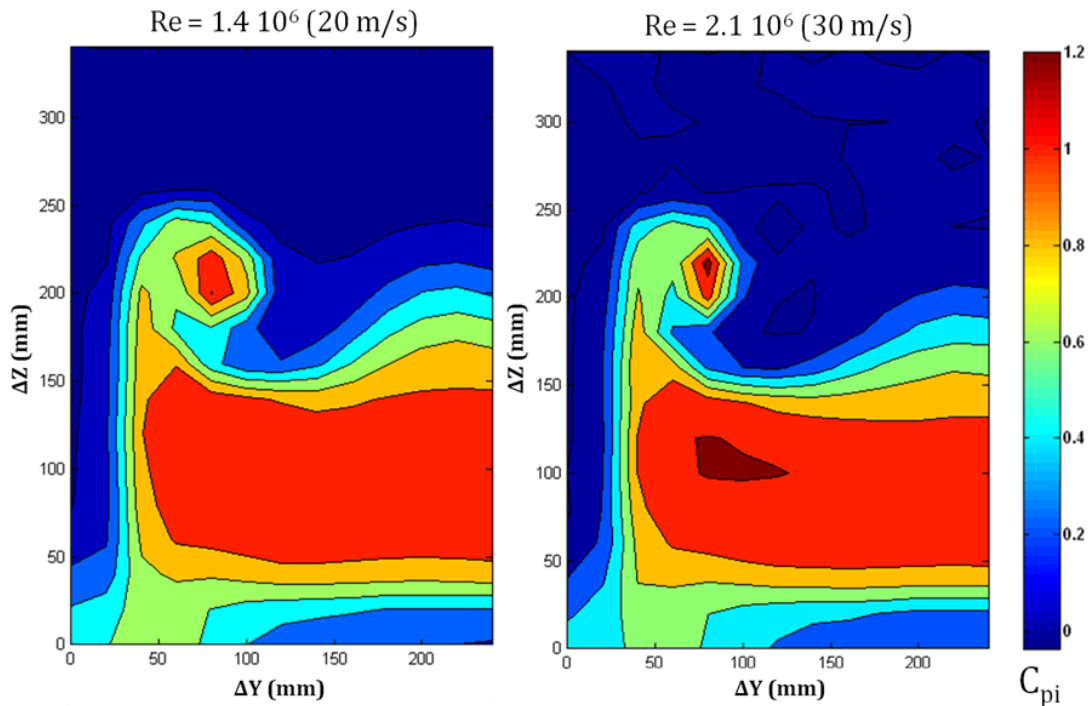


Figure 88 : Tomographie de perte de pression d'arrêt :  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (gauche) et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$  (droite)

La comparaison des plans aux deux nombres de Reynolds différents est également intéressante et confirme les résultats des mesures de pression pariétale. La topologie de l'écoulement est globalement conservée (les même structures sont présentes), mais les pertes dans la zone du bulbe décollé semblent moins importantes avec l'augmentation du Reynolds. On peut y voir ici un lien avec la diminution de la taille de la structure observée avec les mesures précédentes. La signature tourbillonnaire est également modifiée, et la dimension du tourbillon

longitudinal présenté Figure 88 semble diminuer avec le nombre de Reynolds, et cette diminution s'accompagne d'un gradient de pression totale plus important dans cette zone.

### 2.3.3. Mesures PIV

Pour terminer l'étude de l'écoulement de référence autour du corps de Ahmed échelle  $\frac{1}{4}$ , plusieurs résultats de mesures PIV vont être présentés. Ils apportent des confirmations intéressantes sur plusieurs points importants relevés précédemment.

La Figure 89 présente les résultats des mesures effectuées sur la lunette dans le plan médian  $Y = 0$ . Il s'agit du champ de vecteurs vitesse, auquel est superposé le champ des iso-vitesses suivant l'axe X. De haut en bas, les nombres de Reynolds sont de  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (20 m/s),  $Re = 2.1 \cdot 10^6$  (30 m/s) et  $Re = 2.8 \cdot 10^6$  (40 m/s).

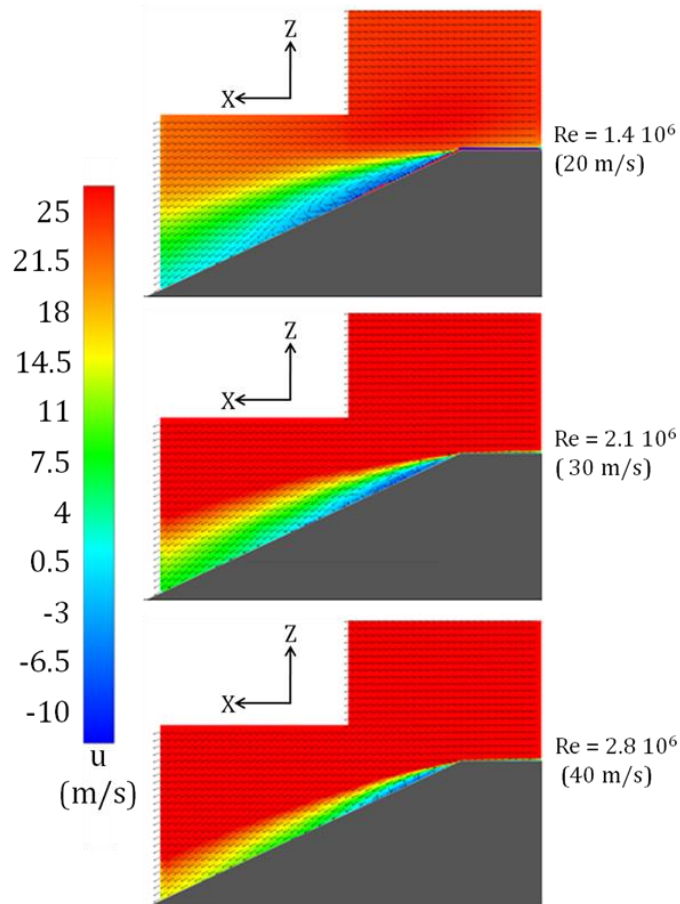


Figure 89 : Plans PIV de la lunette dans le plan médian ( $Y = 0$ ) : champs de vecteurs vitesse et champs des iso-vitesses longitudinales pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (20 m/s),  $Re = 2.1 \cdot 10^6$  (30 m/s) et  $Re = 2.8 \cdot 10^6$  (40 m/s)

Pour les trois nombres de Reynolds, le décollement est clairement visible, en particulier grâce aux vitesses négatives créées par le courant de retour. La taille de la zone de recirculation diminue néanmoins de manière conséquente avec l'augmentation de la vitesse. Ces résultats confirment donc la tendance observée sur les visualisations pariétales et l'analyse des champs de pression. On observe également un écrasement de la couche limite en amont de l'arête avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

En plus de ce plan de détail de l'écoulement sur la lunette, l'intégralité du sillage a également été cartographiée dans le plan médian. La Figure 90 présente les lignes de courant

ainsi que le champ des iso-vitesses dans ce plan. La structure de l'écoulement de culot est ainsi clairement visible avec en particulier les deux cellules contrarotatives asymétriques mises en évidence lors de l'étude bibliographique. L'évolution de ces structures avec le nombre de Reynolds est également cohérente avec les observations d'autres auteurs : à mesure que la vitesse augmente, la cellule supérieure diminue en taille au profit de la cellule inférieure et tend également à s'éloigner du culot. Il y a donc une tendance à la symétrisation de ces deux zones tourbillonnaires à mesure que le décollement diminue. Pujals et al. [103] ou encore Rouméas et al. [102] ont par ailleurs montré que la topologie, dans ce plan médian, tend vers une structure totalement symétrique suite à un recollement, malgré qu'il n'y ait pas de symétrie au niveau du corps, et donc pas de raisons que l'écoulement le soit.

Enfin la Figure 91 présente des plans transversaux mesurés dans le sillage à  $\Delta X/h_0 = 0.5$  (144 mm) derrière la maquette. Ces plans donnent des informations importantes sur les tourbillons longitudinaux, et les fortes valeurs de vitesses transverses mesurées reflètent bien le côté très énergétique de ces structures. La comparaison des deux graphiques permet de voir que ces vitesses transverses augmentent avec le nombre de Reynolds, grâce à une alimentation en fluide plus importante depuis les flancs de la maquette. La position des structures est relativement stable en fonction du nombre de Reynolds, mais la zone affectée par les tourbillons semble par contre augmenter avec celui-ci, et des valeurs de vitesses transverses importantes se retrouvent sur toutes la lunette par effet d'entraînement.

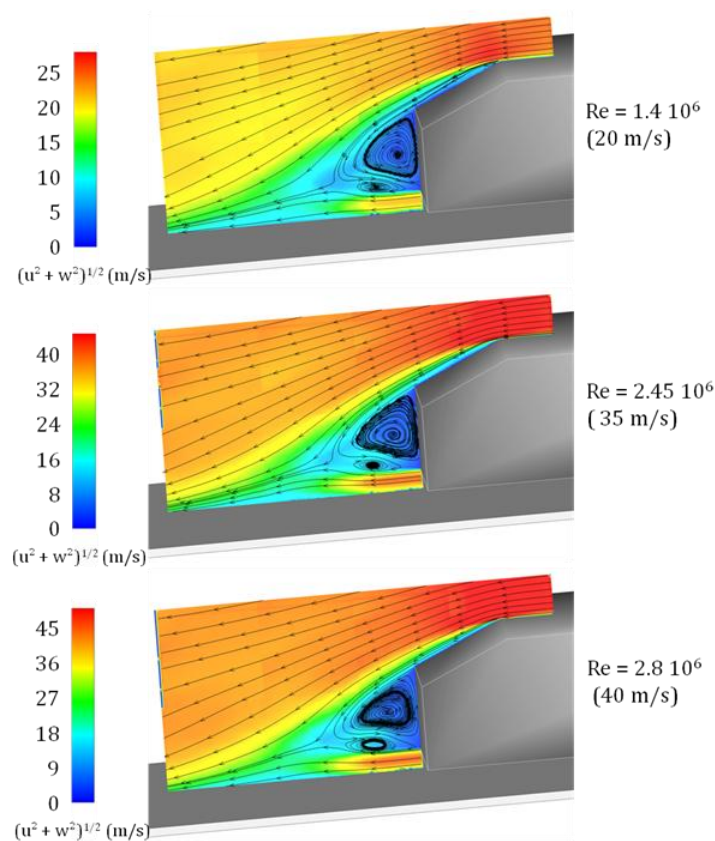


Figure 90 : Plan PIV du sillage dans le plan médian ( $Y = 0$ ) : lignes de courant et champs des iso-vitesses pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (20 m/s),  $Re = 2.45 \cdot 10^6$  (35 m/s) et  $Re = 2.8 \cdot 10^6$  (40 m/s)

Les champs de vecteurs vitesse permettent également de vérifier le comportement de la structure de culot vers l'aval. Les « jambes » de la cellule supérieure (voir Chapitre I, Partie

2.2.3), résultant de son advection dans le sillage, sont bien visibles, confirmant ainsi la structure d'écoulement proposée par Krajnovic et Davidson [37].

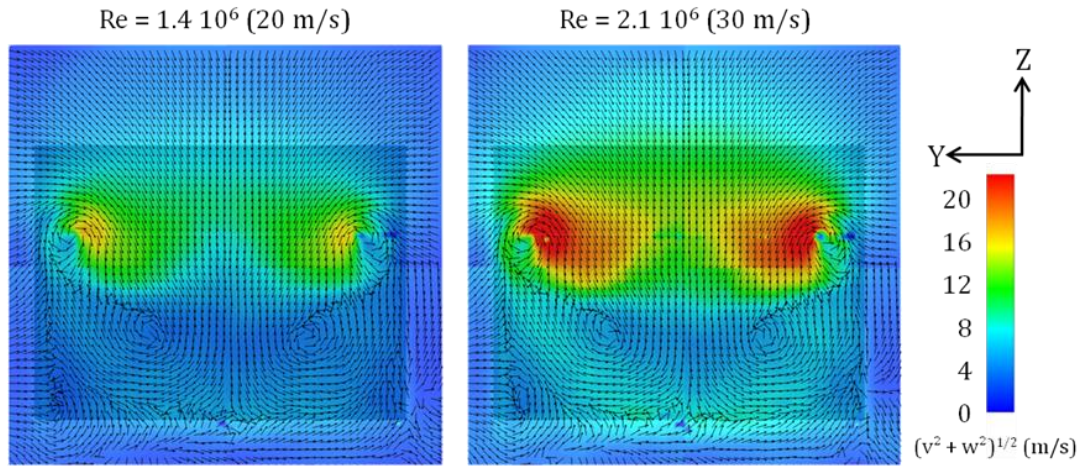


Figure 91 : Plans transverses PIV de sillage ( $\Delta X/H_0 = 0.5$ ) : champs des vecteurs vitesse transverses et champs des iso-valeurs associées  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (20 m/s) et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$  (30 m/s)

Ces résultats de mesures PIV concluent la présentation de la topologie moyenne de l'écoulement de référence autour de la maquette échelle  $\frac{1}{4}$ . L'écoulement y apparaît comme satisfaisant au regard des différentes références bibliographiques. Dans l'optique d'un contrôle du bulbe décollé, la couche limite sur le pavillon et la couche cisailée au-dessus de la lunette vont maintenant être caractérisées plus finement.

## 2.4. MESURES COMPLEMENTAIRES DANS LA ZONE DU DECOLLEMENT

Afin de compléter la caractérisation du décollement de lunette, des profils de couche limite et des profils de couche de cisaillement ont été réalisés en amont et en aval de l'arête pavillon / lunette dans le plan médian. Les mesures ont été effectuées en utilisant une sonde à fil chaud simple et l'explorateur robotisé, avec un temps d'acquisition de 30 s. La position des profils est indiquée Figure 92 (ils sont situés dans le plan médian  $Y = 0$ ). Les profils en  $\Delta X/h_L = -1$  et  $\Delta X/h_L = -0.2$  sont réalisées avec un pas variables. Les deux autres profils sont constitués de mesures espacées de 1 mm pour  $\Delta X/h_L = 0.1$  et de 2 mm pour  $\Delta X/h_L = 0.5$ . Pour toutes les positions, les mesures ont été réalisées à deux nombres de Reynolds différents :  $1.4 \cdot 10^6$  (20 m/s) et  $2.1 \cdot 10^6$  (30 m/s).

### 2.4.1. Profils moyens de couche limite en fin de pavillon

Les profils moyens mesurés très en amont de l'arête ( $\Delta X/h_L = -1$ ) sont présentés Figure 93. Les épaisseurs de couche limite mesurées ( $\delta$ , critère des 99%) sont indiquées dans le Tableau 7, de même que les épaisseurs intégrales associées, calculées à partir des formules usuelles rappelées au Chapitre I. Les facteurs de forme identifiés indiquent que pour  $U_0 = 20$  m/s et 30 m/s la couche limite est turbulente. Dans les deux cas, le profil de couche limite peut également être correctement modélisé par une loi en puissance  $1/8^{\text{ème}}$ . Il est également intéressant de constater que le profil de vitesse s'aplatit sensiblement avec l'augmentation du nombre de Reynolds, ce qui est cohérent avec les résultats empirico-théoriques connus sur le développement des couches limites sur plaques planes. Ces résultats sont également en accord

avec ceux obtenus par Thacker [44] à  $\Delta X/h_L = -2.6$  (environ 250 mm en amont du pavillon), qui relève une épaisseur de  $\delta = 22$  mm à  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et de  $\delta = 17$  mm à  $Re = 2.1 \cdot 10^6$ .

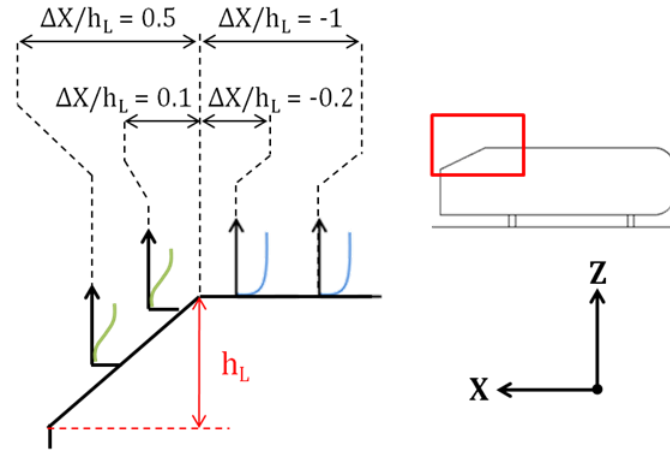


Figure 92 : Positions des profils de vitesse

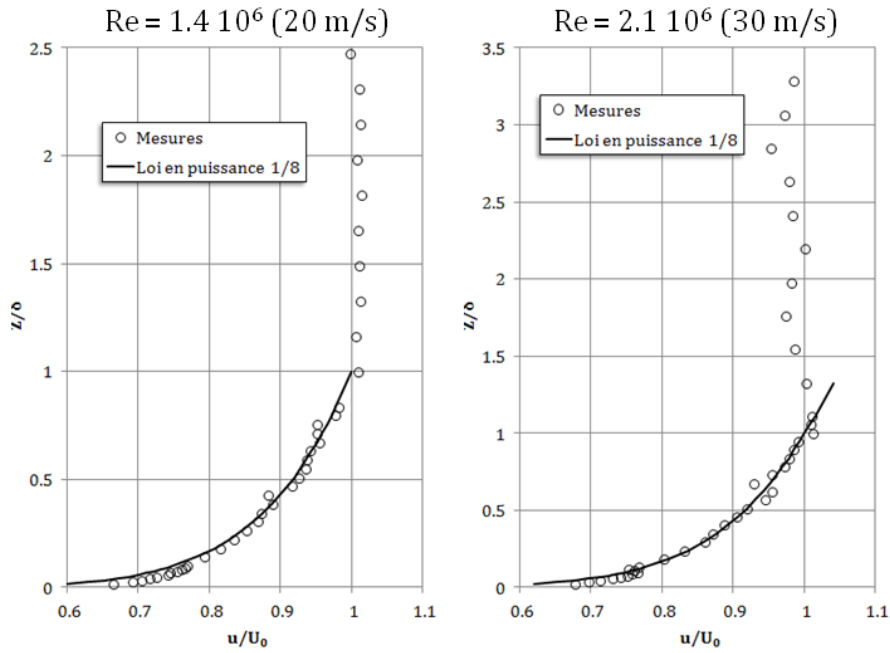


Figure 93 : Profils moyens de couche limite à 0.1 m ( $\Delta X/h_L = -1$ ) en amont de l'arête,  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (20 m/s, gauche) et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$  (30 m/s, droite)

Tableau 7 : Quantités caractéristiques de la couche limite à 0.1 m en amont de l'arête

Paramètres	$\delta$ (mm)	$\delta^*$ (mm)	$\theta$ (mm)	$H_{BL}$
$Re = 1.4 \cdot 10^6$ (20 m/s)	24.4	2.10	3.14	1.50
$Re = 2.1 \cdot 10^6$ (30 m/s)	18.4	2.87	4.49	1.57

Les profils moyens réalisés à  $\Delta X/h_L = -0.2$ , soit 20 mm en amont de l'arête sont présentés Figure 94. Leur analyse est par contre plus complexe car ils sont beaucoup plus irréguliers et ne

collent plus avec un modèle classique de développement de couche limite sur plaque plane. L'utilisation du critère usuel ( $\delta_{99\%}$ ), permet néanmoins d'identifier une épaisseur de couche limite de  $\delta = 10.4$  mm pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et  $\delta = 6.4$  mm pour  $Re = 2.1 \cdot 10^6$ . Au-delà, le profil est fortement influencé par les gradients de pression mis en jeu par la forte accélération de l'écoulement au contournement de l'arête.

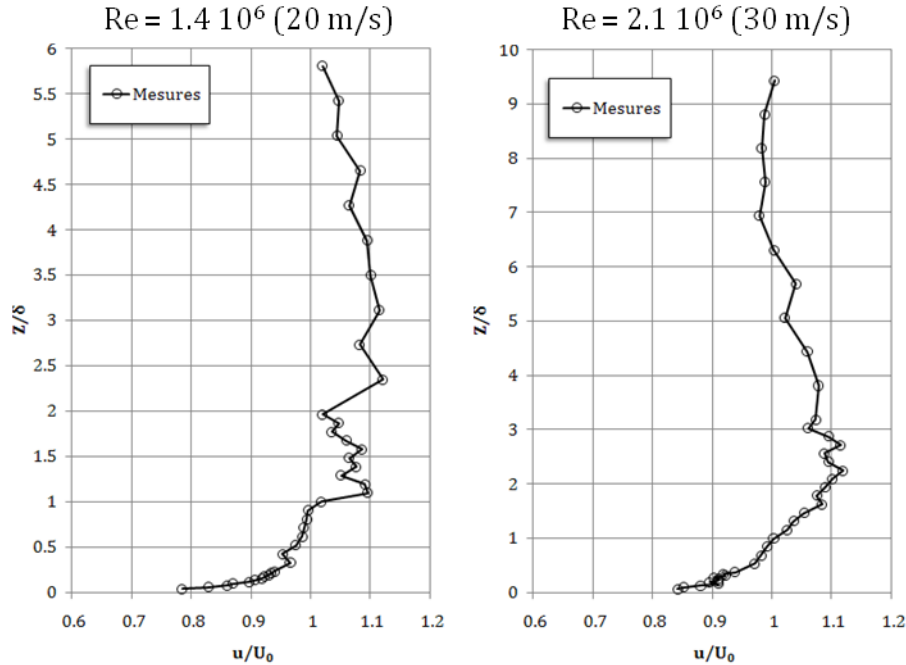


Figure 94 : Couche limite à 0.02 m en amont de l'arête,  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (20 m/s, gauche) et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$  (30 m/s, droite)

#### 2.4.2. Profils de vitesse et de turbulence dans la couche de cisaillement

La Figure 95 et la Figure 96 présentent les profils de vitesse moyenne ainsi que les profils de turbulence mesurés dans la couche cisailée, en aval du décollement, aux positions  $\Delta X/h_L = 0.1$  et  $\Delta X/h_L = 0.5$  et pour respectivement les deux nombres de Reynolds  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (20 m/s) et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$  (30 m/s). Dans les deux cas, les profils de vitesse sont caractérisés par un fort gradient à la traversée de la zone cisailée, accompagné d'une forte augmentation du taux de turbulence.

L'évolution de la vitesse moyenne peut être modélisée par un profil en tangente hyperbolique (voir Ho et Huerre [92]) tel que :

$$u(Z) = \bar{U} + R \tanh\left(\frac{Z - Z_0}{2\theta}\right) \quad (22)$$

Dans cette expression  $\bar{U} = (U_{\max} + U_{\min})/2$ , caractérise la vitesse moyenne associée à la couche de cisaillement,  $R = \Delta U/2\bar{U}$  le rapport de vitesse, faisant intervenir  $\Delta U = U_{\max} - U_{\min}$  qui caractérise le cisaillement total.  $Z_0$  est la position verticale moyenne de la couche de cisaillement, i.e. la position du point d'inflexion, et  $\theta$  l'épaisseur de vorticité de la couche cisailée. Les valeurs de ces différents paramètres pour les profils présentés Figure 95 et Figure 96 sont listées dans le Tableau 8.



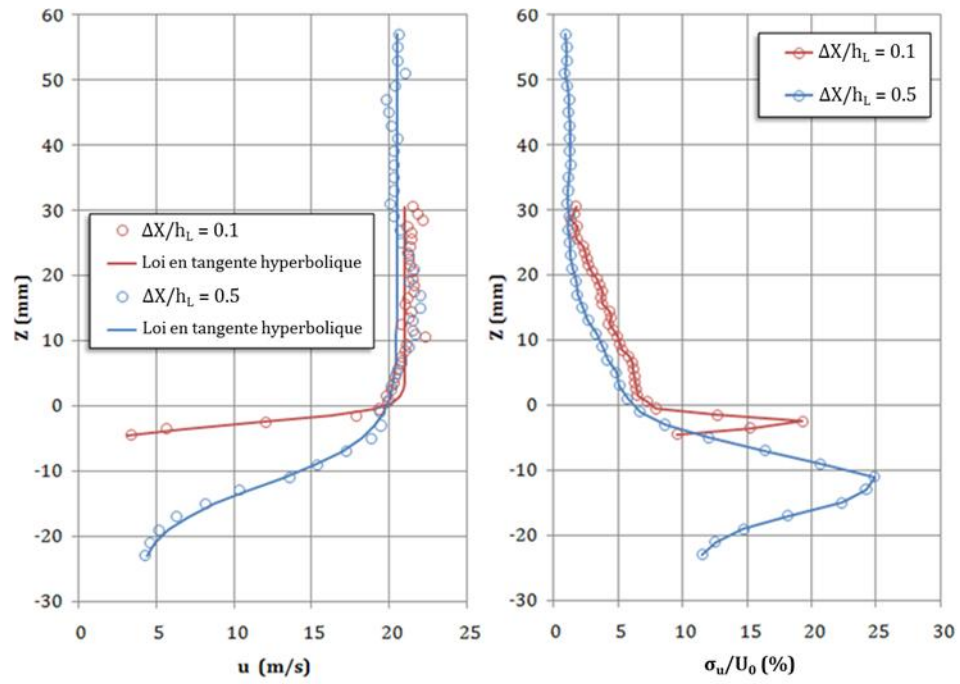


Figure 95 : Couches de cisaillement dans la zone décollée pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  : profil de vitesse (gauche) et profil de turbulence (droite)

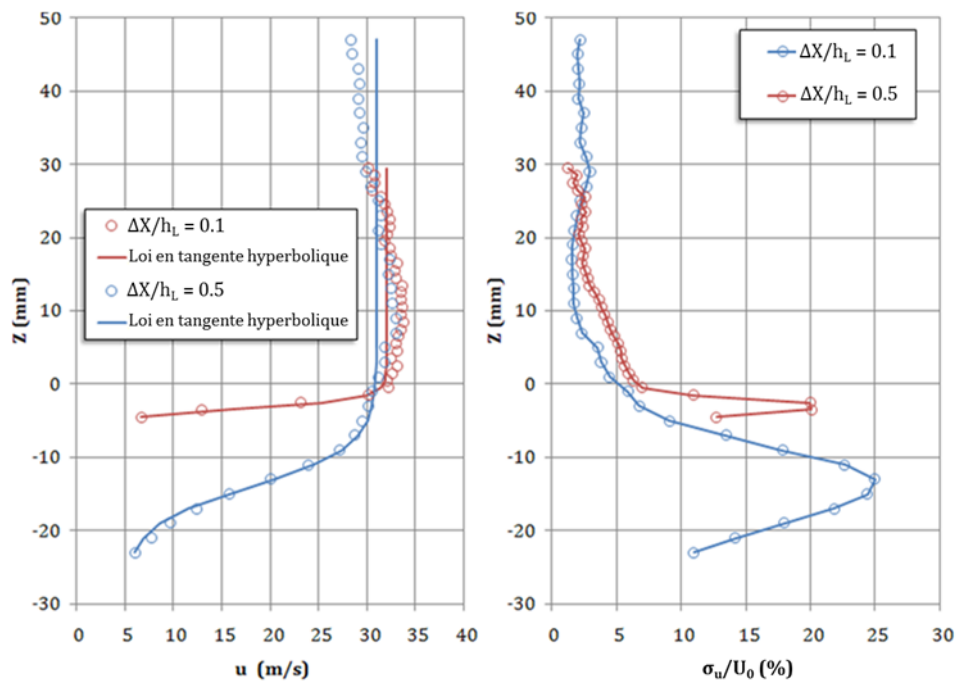


Figure 96 : Couches de cisaillement dans la zone décollée pour  $Re = 2.1 \cdot 10^6$  : profil de vitesse (gauche) et profil de turbulence (droite)

Tableau 8 : Paramètres de la couche cisailée pour  $X/h_L = 0.1$  et  $X/h_L = 0.5$  ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$ )

Re	X/h <sub>L</sub>	U <sub>max</sub> (m/s)	U <sub>min</sub> (m/s)	$\bar{U}$	R	Z <sub>0</sub> (mm)	θ (mm)
1.4 10 <sup>6</sup>	0.1	21	0	10.5	1	-2.75	1.2
	0.5	20.5	3.5	12	0.71	-12	3.75
2.1 10 <sup>6</sup>	0.1	32	0	16	1	-3.5	0.75
	0.5	31	5	18	0.72	-14	2.75

## 2.5. CARACTERISATION INSTATIONNAIRE

Le premier chapitre de ce manuscrit a montré à quel point l'utilisation des fréquences naturelles présentes dans un écoulement peut faciliter son contrôle. Une attention particulière a donc été donnée à leur recherche dans le cadre de ces travaux sur le corps de Ahmed. Cette partie de l'étude reposait initialement sur l'exploitation des signaux issus de la balance instationnaire associés à ceux des capteurs de pression en paroi. Ces signaux se sont néanmoins révélés difficile à exploiter. Les signaux de la balance étaient en effet fortement pollués par l'environnement soufflerie, mais également porteur de tous les modes de vibrations du montage, rendant ainsi peu détectable la signature fréquentielle du chargement aérodynamique. De la même façon, les signaux des capteurs de pression instationnaires étaient également très bruités, et les différents calculs de cohérence réalisés avec le signal de la balance n'ont pas donné de résultats exploitables. L'utilisation de la sonde de Kiel instationnaire dans le sillage, ainsi que des mesures par fil chaud dans la couche de cisaillement ont par contre fourni des résultats précieux, mettant en évidence plusieurs phénomènes fluidiques instationnaires.

Dans cette partie de l'étude, les résultats sont présentés sous la forme de densités spectrales de puissance (notées  $S_U$ ), calculées soit à partir de la pression mesurée par la sonde de Kiel, soit en utilisant la vitesse mesurée par le fil chaud. Dans chaque cas, les mesures ont été effectuées durant 30 s avec une fréquence d'échantillonnage de 4096 Hz. Pour éviter les problèmes de repliement, un filtre passe-bas réglé à 1000Hz a également été utilisé en amont de la chaîne d'acquisition. Les données ont ensuite été traitées par blocs de 1 s, avec un recouvrement de 75%. Les résultats présentés sont la moyenne de tous les spectres obtenus par bloc de 1 s, ce qui permet ainsi de filtrer les bruits non cohérents. Les densités spectrales de puissance obtenues sont, en fonction des cas, normalisées par la variance du signal, notée  $\sigma_U^2$  pour le cas des mesures de vitesse. On note également que compte tenu de la taille de chaque bloc (1 s), la résolution fréquentielle est de  $\Delta f = 1$  Hz.

Certains spectres ont également été adimensionnés par  $f$  et non pas par  $\Delta f$ , afin de faire ressortir les composantes hautes fréquences des signaux. Enfin, dans la mesure où l'étude se concentre sur le contrôle du bulbe se développant sur la lunette, les fréquences sont exprimées sous forme adimensionnelle en utilisant un nombre de Strouhal basé sur la hauteur de la lunette  $h_L$  (voir Figure 77) soit :

$$St_U = \frac{fh_L}{U_0} \quad (23)$$



### 2.5.1. Analyse instationnaire des tomographies

La réalisation des plans de tomographie associés aux coefficients moyens de pression totale (voir Figure 87) a permis d'identifier les différentes structures se développant dans le sillage, et susceptibles d'avoir une signature fréquentielle. La Figure 97a indique les positions où une analyse spectrale a été effectuée pour différents nombres de Reynolds entre  $1.4 \cdot 10^6$  et  $2.8 \cdot 10^6$  (soit entre 20 m/s et 40 m/s avec un pas de 5 m/s). La Figure 37b présente quant à elle le champ de tomographie associé à l'écart-type du coefficient  $C_{pi}$ , noté  $C_{piRMS}$ . Elle permet de voir que les zones d'exploration se trouvent bien dans des régions de forte activité turbulente. Cependant, la zone 1 aurait mérité d'être située un peu plus bas étant donné que l'activité turbulente associée au tourbillon longitudinal semble plutôt émaner de sous la structure.

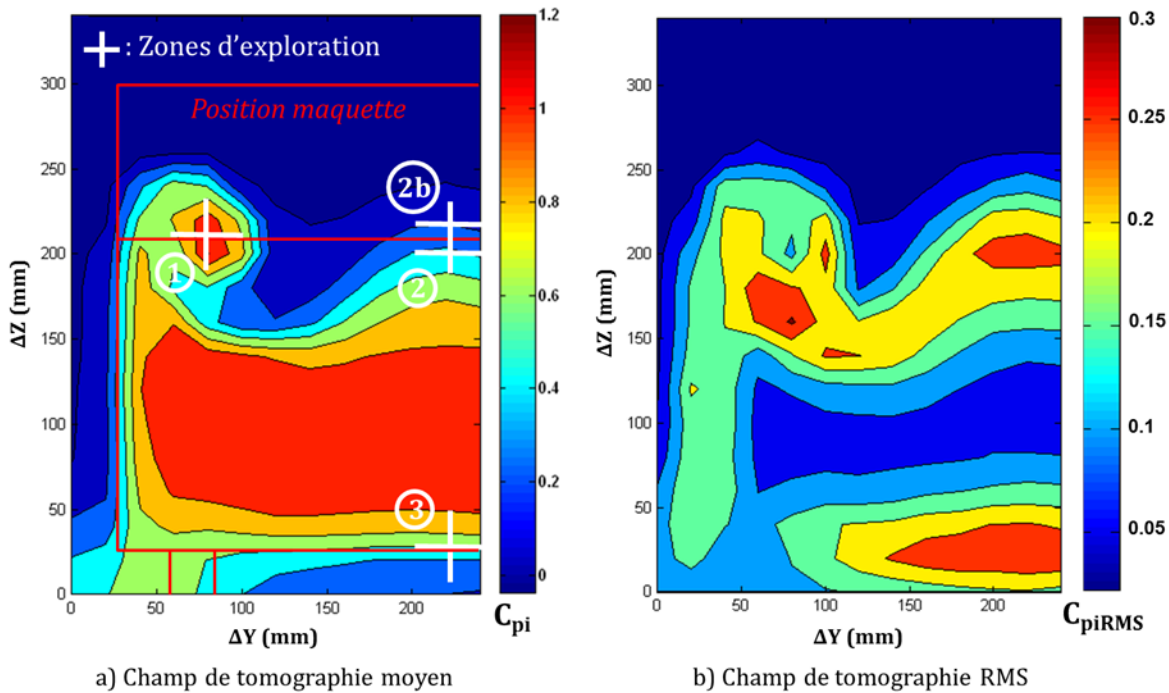


Figure 97 : Positions des zones d'exploration instationnaires ( $\Delta X/h_0 = 0.5$ )

Les spectres présentés Figure 98 montrent les résultats obtenus au cœur du tourbillon longitudinale (position 1). Bien qu'ils soient très énergétiques, les tourbillons longitudinaux sont des structures relativement stables (voir Chapitre I), il n'est donc pas étonnant de ne pas trouver de pics fréquentiels très marqués dans cette zone. Néanmoins, dans la gamme de nombres de Reynolds étudiée, l'ensemble des spectres révèlent une activité fréquentielle diffuse, mais centrée sur un nombre de Strouhal constant, proche de  $St_U = 0.65$ .

S'il est difficile de conclure pour le moment sur l'origine de cette organisation, certains auteurs ont souligné que les structures transversales émises depuis le bulbe décollé interagissent avec les tourbillons longitudinaux pour créer des structures complexes (voir Minguez et al. [35]).

Une activité basse fréquence moins énergétique apparaît également entre  $St_U \approx 0.1$  et  $St_U \approx 0.2$ . Comme nous le verrons par la suite, cette activité peut être due à une interaction avec la couche cisailée et / ou avec la forte organisation fréquentielle observée au culot.

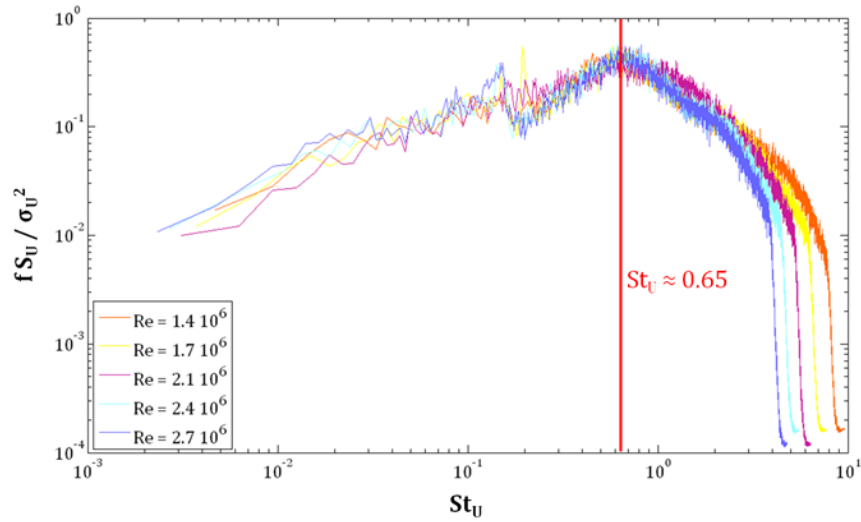


Figure 98 : Densité spectrale de puissance, position 1 pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  à  $Re = 2.8 \cdot 10^6$

La Figure 99 présente les spectres obtenus en analysant les signaux de pression totale mesurés dans l'écoulement en aval du culot, pour deux positions verticales de part et d'autre de la jonction culot / lunette (position 2 et 2b). Il est ici intéressant de constater que le contenu spectral est très différent selon que la mesure est réalisée au-dessus ou au-dessous de la jonction culot / lunette.

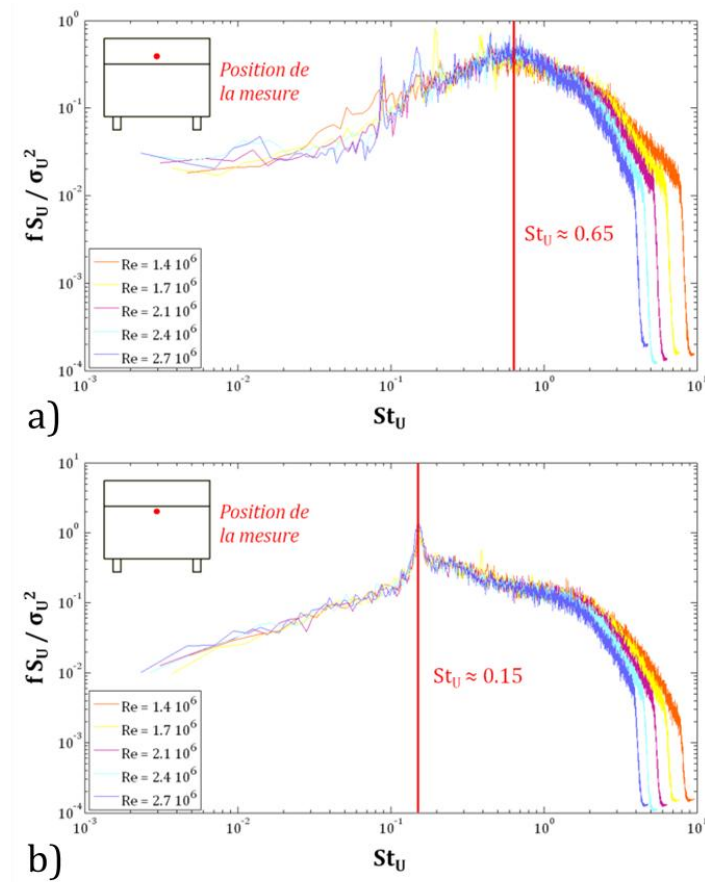


Figure 99 : Densité spectrale de puissance, positions 2 et 2b pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  à  $Re = 2.8 \cdot 10^6$  : a) mesures au-dessus de la jonction culot / lunette et b) au-dessous

Au-dessus de cette ligne, la densité spectrale exhibe une activité haute fréquence similaire à celle observée au cœur des tourbillons longitudinaux. Cette activité est caractérisée par une fréquence adimensionnelle  $St_U = 0.65$ . Dans l'état actuel de l'étude, le mécanisme responsable de ce phénomène est encore mal compris, mais un nombre de Strouhal similaire est mis en évidence par Fourrié [122], sans pour autant en déterminer la source ( $St = 2.08$  basé sur le maître couple de la maquette, soit  $St_U = 0.58$ ). Une activité spectrale plus basse fréquence, proche de  $St_U \approx 0.05$  et  $St_U \approx 0.2$  est également présente dans cette zone, avec une amplitude relative supérieure à celle identifiée au cœur du tourbillon.

Au-dessous de la jonction culot / lunette, une fréquence émerge nettement du spectre, à  $St_U \approx 0.15$ . En recalculant la valeur de la fréquence adimensionnée en prenant comme longueur de référence la racine carrée du maître couple A, cette valeur devient  $St_A \approx 0.51$  : il s'agit là d'une valeur identifiée dans la littérature (voir Thacker [44]), et caractéristique de la recirculation de culot.

L'analyse des mesures réalisées au niveau de la position 3, présenté Figure 100, met également clairement en évidence ce phénomène, et de manière encore plus marquée. Si la présence de cette organisation fréquentielle dans le sillage est un fait avéré, son origine et les mécanismes qui en sont la cause font encore débat. Une hypothèse émise dans la littérature (Vino et al. [42], plus tard reprise par Thacker et al. [50]) fait l'analogie entre l'écoulement à l'arrière du corps et celui se produisant derrière un barreau de section carrée. La fréquence mise en évidence correspondrait alors au passage de structures émises par un lâcher tourbillonnaire de type Bénard-Karman. Afin de confirmer ou d'infirmer cette hypothèse, des mesures complémentaires ont été réalisées dans la recirculation de culot à l'aide d'un fil chaud.

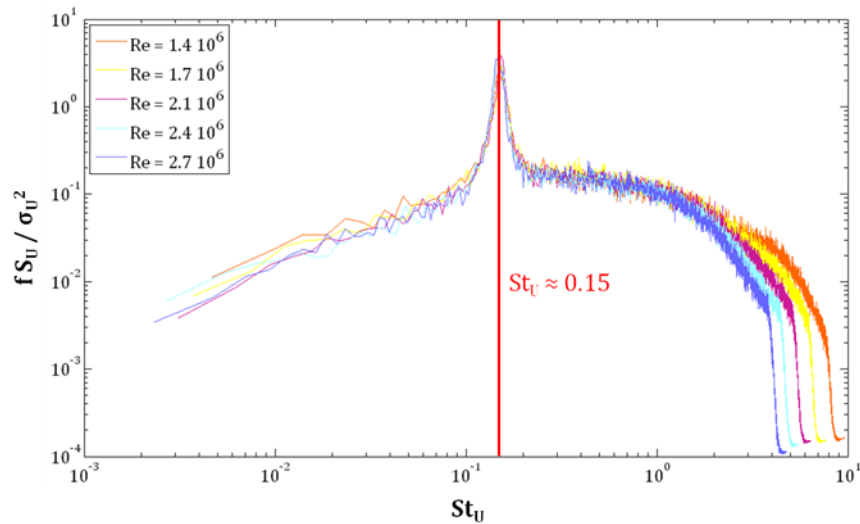


Figure 100 : Densité spectrale de puissance, position 3 pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  à  $Re = 2.8 \cdot 10^6$

La position des différents balayages est précisée Figure 101. Il s'agit d'explorations fines réalisées sur toute la hauteur du culot et sur une demi-largeur, à 20 mm ( $\Delta X/h_0 = 0.07$ ) et 200 mm derrière la maquette ( $\Delta X/h_0 = 0.7$ ). Un balayage rasant supplémentaire a également été effectué sur toute l'envergure de la maquette à 250 mm en aval ( $\Delta X/h_0 = 0.88$ ). Un pas de 10 mm a été utilisé sur une longueur de 200 mm, et chaque exploration est donc constituée de 21 points. Le nombre de Reynolds de ces essais est fixé à  $1.4 \cdot 10^6$  (20 m/s).

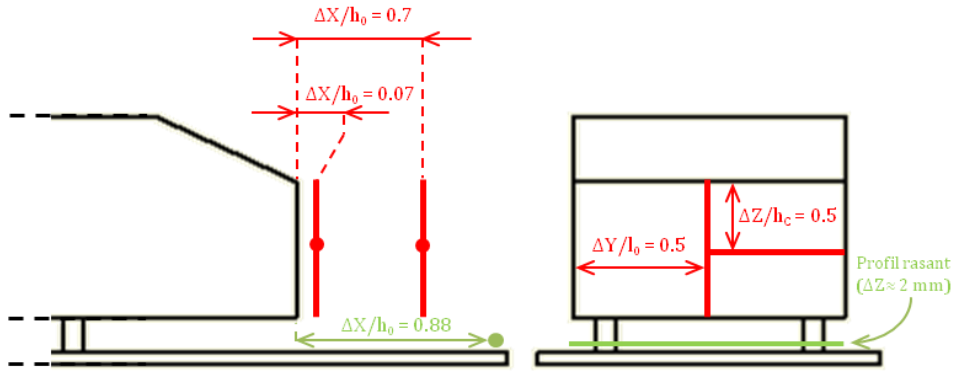


Figure 101 : Positions des explorations complémentaires au fil chaud

Les résultats présentés Figure 102 montrent que si les explorations verticales et horizontales à  $\Delta X/h_0 = 0.07$  n'ont pas mis en évidence de fréquences caractéristiques, le profil vertical réalisé en  $\Delta X/h_0 = 0.7$  a par contre permis de retrouver le phénomène fréquentiel à  $St_U \approx 0.15$ , mais également de souligner une particularité intéressante.

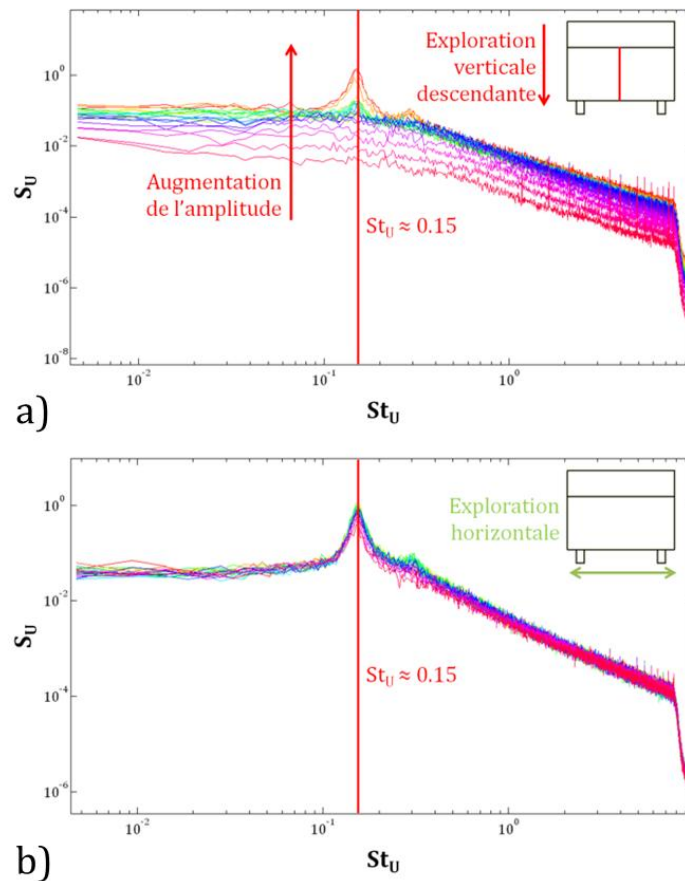


Figure 102 : Densités spectrales de puissance issues des explorations au fil chaud : a) exploration verticale descendante sur la hauteur du culot, position  $\Delta X/h_0 = 0.7$  en aval de la maquette et b) exploration horizontale rasante sur le plancher, position  $\Delta X/h_0 = 0.88$  en aval de la maquette

Sur les spectres présentés Figure 102a, la superposition de toutes les densités spectrales (non adimensionnées ni normalisées dans ce cas précis) montre en effet que l'amplitude du pic

caractéristique de cette fréquence grandit progressivement à mesure que l'on se rapproche du plancher. Ceci laisse à penser que la source de cette fréquence caractéristique se trouve plutôt localisée à proximité du sol. Ceci est confirmé par le balayage rasant effectué un peu plus en aval ( $\Delta X/h_0 = 0.88$ , Figure 102b), qui met en très clairement en évidence que la fréquence repérée à  $St_U \approx 0.15$  émerge fortement près du sol sur toute l'envergure de la maquette.

Ces résultats remettent en question l'hypothèse, couramment admise dans la littérature, d'une signature fréquentielle de type Bénard-Karman dans le sillage du culot. Si c'était le cas, elle devrait en effet être visible aussi bien en haut qu'en bas du culot, et non pas localisée à fleur du plancher. Les résultats de calculs LES (Large Eddy Simulation) obtenus par PSA [123] sur la même géométrie de corps de Ahmed et au nombre de Reynolds  $Re = 2.8 \cdot 10^6$  permettent de mieux comprendre la source de cette organisation fréquentielle. Ces résultats sont présentés Figure 103.

En examinant tout d'abord le champ moyen de vitesse (partie gauche) aux alentours de la position  $\Delta X/h_0 = 0.88$  (position explorée précédemment dans le cadre de la présente étude), une zone de faible vitesse peu être détectée sous la forme d'une bulle de recirculation transversale en appui sur le plancher. La présence de cette bulle est confirmée par la visualisation instantanée (partie droite), mettant en évidence uniquement les zones de vitesse nulle. L'analyse spectrale effectuée par PSA confirme également que cette bulle produit bien une fréquence correspondant à  $St_U \approx 0.15$ .

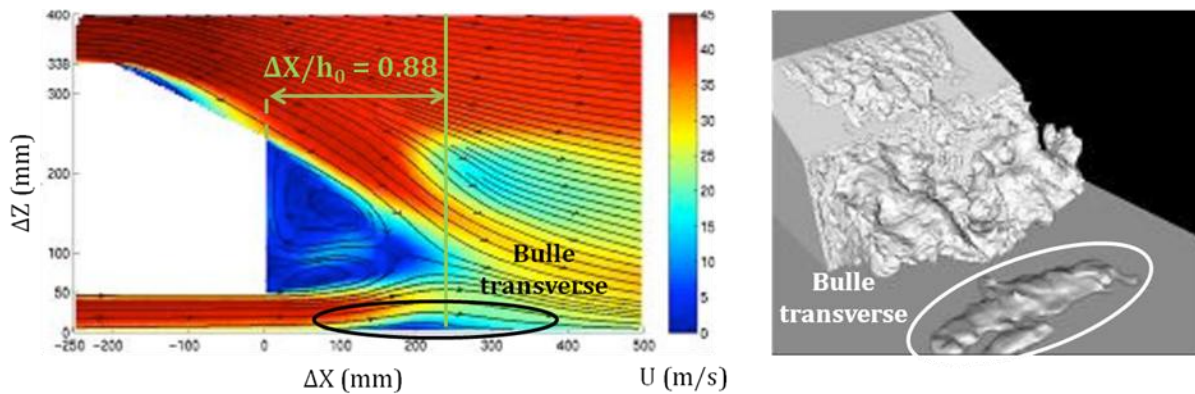


Figure 103 : Résultats de simulations LES sur un corps de Ahmed à 25°,  $Re = 2.8 \cdot 10^6$  : champs de vitesse moyen dans le plan longitudinal médian ( $Y = 0$ , gauche) et visualisation instantanée des zones de vitesse nulle (droite), document PSA [123]

La position de cette bulle permet d'émettre une hypothèse quant au phénomène physique responsable de cette fréquence caractéristique. Elle est en effet située sous l'écoulement provenant du sous-bassement au moment où celui-ci passe à proximité de la recirculation de culot. Il est donc possible que sous l'effet de la dépression régnant au voisinage du culot, le courant de sous-bassement soit « aspiré » vers le haut, et décolle du plancher. Le mécanisme exact par lequel cette structure génère sa fréquence caractéristique est par contre incertain, bien que les différents travaux réalisés par PSA [123] laissent à penser que cette bulle oscillerait alternativement d'avant en arrière dans la direction longitudinale, produisant ainsi un phénomène périodique.

En plus de cette fréquence principale, les spectres de la Figure 102 montrent qu'il existe un autre phénomène, plus discret, aux alentours de  $St_U \approx 0.3 - 0.4$ , et qui apparaît également plutôt dans la partie basse du corps. Des mesures complémentaires réalisées dans le sillage

immédiat d'un pied de la maquette (les spectres correspondants sont présentés Figure 104) permettent de retrouver cette fréquence. Les pieds étant de forme cylindrique, ce phénomène peut donc être identifié comme un lâcher tourbillonnaire classique se produisant à l'arrière d'un cylindre.

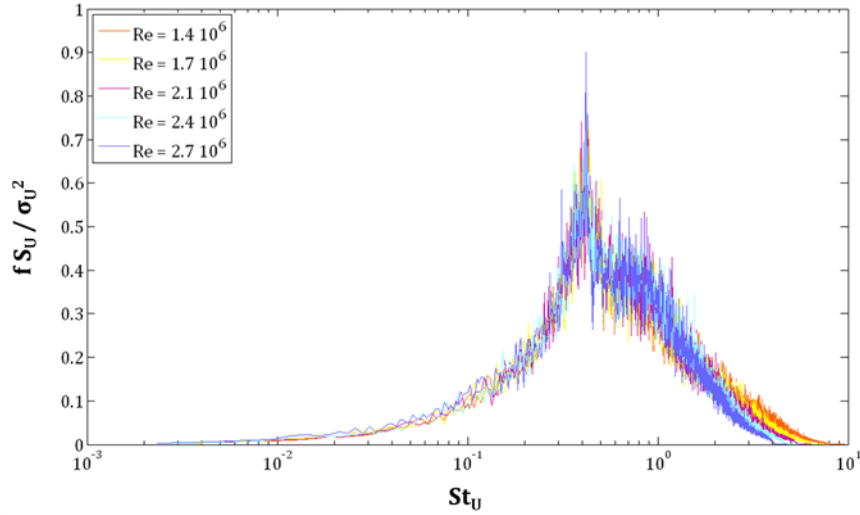


Figure 104 : Densité spectrale de puissance issue de mesures à la sonde de Kiel pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  à  $Re = 2.7 \cdot 10^6$  dans le sillage immédiat d'un des pieds de la maquette

L'analyse du sillage a donc permis d'identifier clairement un mécanisme instationnaire très énergétique lié à l'interaction entre le décollement de culot et l'écoulement de soubassement. Cette instabilité est caractérisée par un nombre de Strouhal  $St_u \approx 0.15$ . Une autre organisation tourbillonnaire moins nette mais néanmoins centrée sur un Strouhal proche de  $St_u \approx 0.65$  a également été détectée au niveau d'un tourbillon longitudinal mais également dans le plan médian en partie haute du sillage. Afin de compléter cette étude globale, des mesures ont été réalisées dans la couche de cisaillement à proximité de l'arête pavillon / lunette.

### 2.5.2. Analyse instationnaire de la couche cisailée

Les profils de vitesse présentés Figure 95 permettent d'identifier la position du point d'inflexion de la couche cisailée à  $\Delta X/h_L = 0.1$  et  $\Delta X/h_L = 0.5$  en aval de l'arête. Les profils de turbulence associés montrent également que ce point est caractérisé par une forte intensité de turbulence, ce qui le rend particulièrement intéressant pour la recherche de phénomènes instationnaires. La Figure 105 présente les densités spectrales de puissance calculées à partir des vitesses instationnaires mesurées en chacun de ces points pour deux nombres de Reynolds :  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (20 m/s) et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$  (30 m/s).

Ces résultats permettent d'apprécier un phénomène basse fréquence proche de  $St_u \approx 0.1$  pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et de  $St_u \approx 0.15$  pour  $Re = 2.1 \cdot 10^6$ . Les mesures à  $\Delta X/h_L = 0.5$  révèlent également une activité haute fréquence plus diffuse, dans une gamme de fréquence adimensionnelle comprise entre  $St_u \approx 0.5$  et  $St_u \approx 2$ . Plus proche de l'arête, pour  $\Delta X/h_L = 0.1$ , on note également une remontée du spectre qui pourrait être liée à une activité haute fréquence associée à des valeurs de Strouhal supérieures à 3.

Ces résultats sont à première vue cohérents avec ceux de Thacker [44], qui a mis en évidence deux types d'organisations fréquentielles dans la couche cisailée entre la bulle de



recirculation de la lunette et l'écoulement extérieur : une activité basse fréquence associée à un battement de la nappe décollée et une activité haute fréquence liée aux instabilités de Kelvin-Helmholtz générées dans la couche de cisaillement. Ils sont également cohérents avec les travaux de Kiya et Sasaki [124], précisant les mécanismes instationnaires d'une zone de recirculation bidimensionnelle, mais aussi avec les phénomènes se produisant dans le sillage d'une marche descendante (voir Chapitre I, Partie 1.2.4).

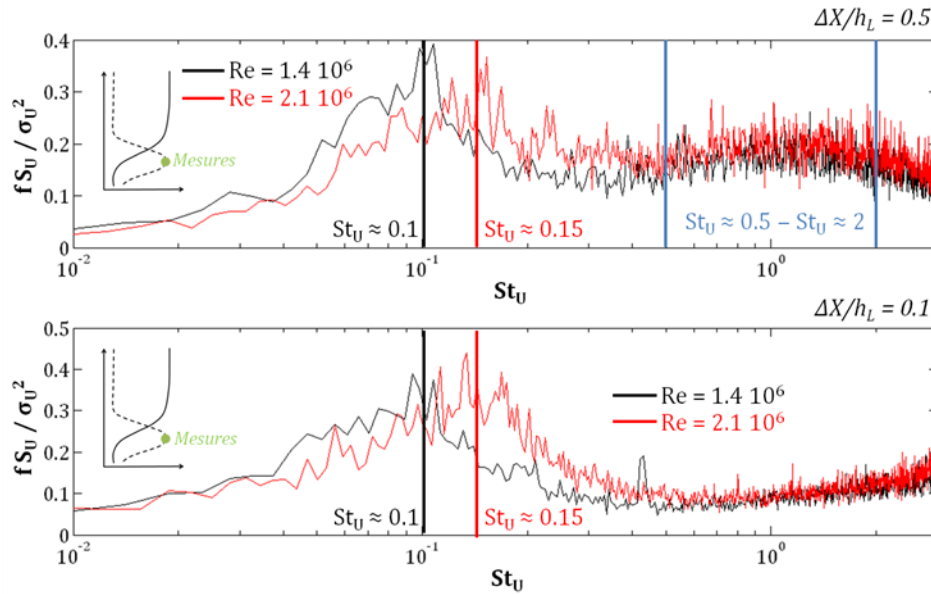


Figure 105 : Densités spectrales de puissance de la vitesse dans la couche de cisaillement au niveau du maximum de turbulence (point d'inflexion) pour  $\Delta X/h_L = 0.1$  et  $\Delta X/h_L = 0.5$  en aval de l'arête pavillon / lunette, pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$

A la lumière de ces différentes études, le phénomène de battement du bulbe décollé se caractérise par un cycle d'agrandissement et de réduction de la zone de recirculation. Kiya et Sasaki [124], ainsi que Sigurdson [89], ont également montré que cette activité basse fréquence est caractérisée par un nombre de Strouhal constant, à condition qu'il soit basé sur une dimension de référence correspondant à une dimension caractéristique du décollement : la longueur de recirculation.

En se basant sur les longueurs de recirculation  $L_R$  identifiées par visualisations pariétales, cela conduit, en considérant l'activité basse fréquence mise en évidence sur la Figure 105, à un nombre de Strouhal  $St_R = 0.17$  pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et de  $St_R = 0.195$  pour  $Re = 2.1 \cdot 10^6$ . Le fait de ne pas identifier ici un nombre de Strouhal constant peut s'expliquer par le côté un peu arbitraire du choix de la fréquence retenue pour le calcul. Les résultats de la Figure 105 ne révèlent pas de pic réellement dominant. Un traitement sur une durée de signal plus longue aurait certainement permis une identification plus précise. Ces valeurs de nombre de Strouhal sont également significativement plus élevées que celles identifiées par Thacker [44], qui associe cette activité basse fréquence à un nombre de Strouhal constant  $St_R = 0.11$ .

Concernant l'activité haute fréquence observée Figure 105, et afin de valider qu'il s'agit bien d'une manifestation liée à une instabilité de type Kelvin-Helmholtz, il est intéressant de procéder à un adimensionnement des fréquences basé sur l'épaisseur de vorticité  $\theta$  et la vitesse moyenne  $\bar{U}$  de la couche de cisaillement (voir partie 2.4.2) :

$$St_{\theta} = \frac{f\theta}{U} \quad (24)$$

En utilisant les paramètres de la couche de cisaillement donnés au

Tableau 8, l'activité haute fréquence observable pour  $\Delta X/h_L = 0.5$  peut ainsi être délimitée entre  $St_{\theta} = 0.03$  et  $St_{\theta} = 0.13$ . Ceci est cohérent avec la zone fréquentielle d'amplification des instabilités de Kelvin-Helmholtz identifiée par Ho et Huerre [92] dans une couche cisailée libre :  $0 < St_{\theta} < 0.08$ . On peut néanmoins signaler que les résultats de Thacker [44] permettent d'identifier un nombre de Strouhal un peu plus élevé,  $St_{\theta} \approx 0.15$ , pour caractériser cette activité haute fréquence.

Enfin, en se basant sur un nombre de Strouhal moyen de  $St_{\theta} \approx 0.08$  et en utilisant les paramètres de la couche cisailée identifiés pour  $\Delta X/h_L = 0.1$ , l'activité fréquentielle liée aux instabilités de Kelvin-Helmholtz devrait être « centrée » sur  $St_U \approx 3.5 - 4$ , ce qui peut donc également expliquer la remontée du spectre identifiée Figure 105.

### 2.5.3. Bilan de l'analyse instationnaire

L'étude instationnaire de l'écoulement a donc permis de mettre en évidence plusieurs fréquences adimensionnelles caractéristiques. Dans un but de synthèse, ces différents résultats ainsi que ceux obtenus par Fourrié [122] et Thacker [44] sont présentés Tableau 9, en adoptant pour chaque organisation fréquentielle identifiée deux définitions « standards » du nombre de Strouhal basée sur la hauteur de la lunette et la racine du maître couple de la maquette, associée à une définition plus appropriée aux mécanisme mis en jeu.

Dans ces tableaux, jusqu'à 5 nombres de Strouhal différents sont calculés en fonction des données disponibles :  $St_A$ ,  $St_U$ ,  $St_{\theta}$ ,  $St_H$  et  $St_R$ , respectivement calculés avec les longueurs de référence suivante :

- $\sqrt{h_0 \times l_0}$ , soit la racine du maître couple de la maquette.
- $h_L$  la hauteur de la lunette.
- $\theta$  l'épaisseur de vorticité de la couche cisail    la position de mesure.
- $h_C$  la hauteur du culot.
- $L_R$  la longueur de la zone d coll   au nombre de Reynolds consid   .

Comme pr   demment, et contrairement aux autres fr  quences adimensionn   ,  $St_{\theta}$  est calcul   en utilisant la vitesse moyenne associ    la couche cisail   , qui correspond globalement    la moiti   de la vitesse de l'  coulement non perturb  .

Ces diff  rents adimensionnements permettent de comparer les diff  rentes   tudes entre elles, en int  grant   ventuellement la variation de certains param  tres de l'  coulement pouvant varier entre les diff  rentes   tudes (la longueur du bulbe, l'  paisseur de vorticit   ...).

Comme   voqu   pr   demment, les fr  quences de l'instabilit   culot / soubassement apparaissent quasiment identiques entre la pr  sente   tude et celle de Thacker [44]. Ce n'est cependant pas le cas pour les fr  quences du ph  nom  ne de « flapping » qui sont tr  s diff  rentes entre la pr  sente   tude et les diff  rentes r  f  rences bibliographiques, et ceci malgr  



l'adimensionnement en utilisant la longueur du bulbe décollé. Les raisons de ces différences sont à l'heure actuelle inconnues. Des différences importantes existent également au niveau de la fréquence de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, mais elles peuvent s'expliquer car cette fréquence est très dépendante de la position de mesure, comme le souligne Thacker [44] dans ces travaux.

Tableau 9 : Récapitulatif des fréquences propres détectées dans le sillage

	$St_A$	$St_U$	$St_H$
<b>Présente étude</b>	0.54	0.15	0.31
<b>Thacker [44]</b>	0.53	0.15	0.31
<b>Fourrié [122]</b>	/	/	/

a) Instabilité culot / soubassement

	$St_A$	$St_U$	$St_\theta$
<b>Présente étude</b>	4.28	1.20	0.08
<b>Thacker [44]</b>	1.34	0.37	0.15
<b>Fourrié [122]</b>	1.40	0.39	/

c) Instabilité de Kelvin - Helmholtz

	$St_A$	$St_U$	$St_R$
<b>Présente étude</b>	0.36	0.10	0.17
<b>Thacker [44]</b>	0.22	0.06	0.11
<b>Fourrié [122]</b>	0.23	0.06	0.13

b) « Flapping » bulle décollé

### 3. BILAN DE L'ETUDE DE L'ÉCOULEMENT DE REFERENCE

Au cours de cette étude de l'écoulement de référence, un effet Reynolds significatif a été observé sur le coefficient de trainée, et les causes de ce phénomène ont pu être déterminées au travers des visualisations et des pressions pariétales. La topologie moyenne du sillage a ensuite été examinée à l'aide de plans de tomographie et de champs PIV, soutenus par des visualisations pariétales. Les différentes structures fluidiques classiques (tourbillons longitudinaux, bulle de lunette et structure de culot) ont ainsi pu être retrouvées. Dans l'optique d'un contrôle du bulbe décollé, l'écoulement a été analysé plus finement au niveau de la jonction pavillon / lunette, grâce à des profils de vitesses qui ont permis de déterminer plusieurs grandeurs caractéristiques de l'écoulement. Les différentes instationnarités présentes dans l'écoulement ont pour finir été caractérisées, ce qui a permis de mettre en évidence plusieurs fréquences caractéristiques.

Dans l'optique d'un forçage périodique, ces différentes fréquences permettent d'envisager plusieurs stratégies pour agir sur le bulbe décollé :

- L'action sur le mécanisme de battement (déjà évoqué au Chapitre I) est une piste intéressante, car cette instabilité constitue une version naturelle de ce que le contrôle cherche à provoquer.

- Si l'on se réfère aux différents travaux réalisés sur les marches descendantes en régime turbulent (voir Chapitre I également), l'amplification de la formation de tourbillons dans la couche cisailée (instabilité de Kelvin-Helmholtz) est également une stratégie prometteuse. Sous certaines conditions, ces structures peuvent provoquer suffisamment de brassage pour créer un recollement dynamique et supprimer en moyenne le décollement.

Compte tenu de l'effet Reynolds détecté, les essais de contrôle seront réalisés majoritairement à 20 m/s ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ). A cette vitesse, le fort coefficient de trainée et le bulbe décollé de forte taille permettent d'observer plus facilement les effets du contrôle. Compte tenu des deux stratégies identifiées, la plage de fréquence que doit couvrir le système de contrôle est donc assez large. Il faut également tenir compte du fait qu'il peut être nécessaire de contrôler à plus hautes fréquences que les instabilités (voir les travaux de Kiya et al. [90] et de Sigurdson [89] mentionnés au Chapitre I). Au regard de ces résultats et suite à quelques compromis technologiques, l'exploration de la plage de fréquence 0 - 500 Hz ( $St_U = 0$  à  $St_U = 2.3$  pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ) a été retenue.



---

# Chapitre III :

## CONTROLE SUR MAQUETTE ECHELLE $\frac{1}{4}$

---



## 1. PRESENTATION DES DISPOSITIFS DE CONTROLE

Ce dernier chapitre va aborder les résultats de contrôle obtenus, en commençant par une présentation des différents dispositifs mis en œuvre. Deux systèmes ont été utilisés : un ensemble d'électrovannes pneumatiques associées à des buses de géométrie variable, puis des actionneurs de nouvelle génération à technologie MEMS fabriqués par la société Flowdit.

### 1.1. SYSTEME ELECTROVANNES

Le premier système utilisé pour réaliser le contrôle par jets pulsés repose sur des électrovannes. L'ensemble du dispositif est schématisé Figure 106 :

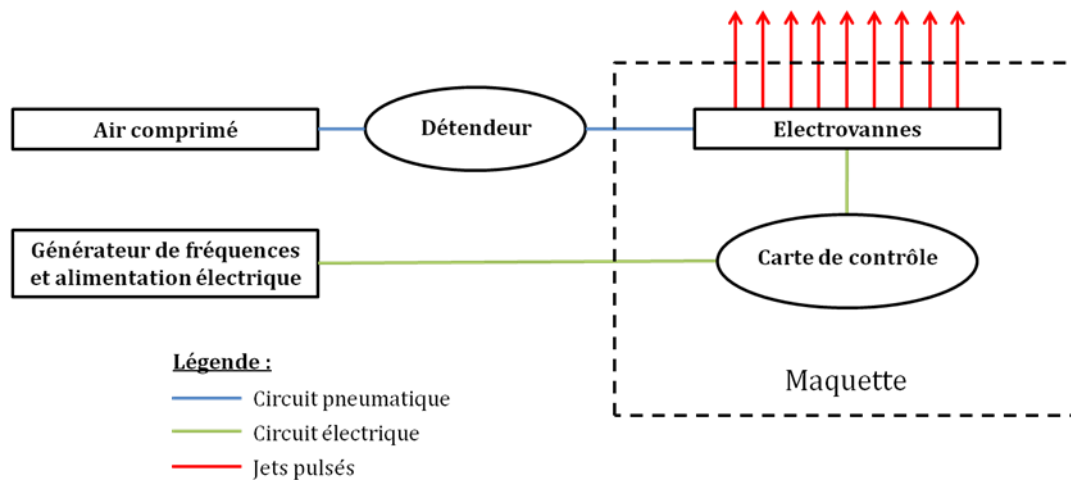


Figure 106 : Schéma de principe du contrôle par électrovannes

Les électrovannes sont situées dans la maquette, associées à une carte de contrôle qui assure leur pilotage en fréquence. Elles sont alimentées en air comprimé, et un détendeur intégré dans le circuit pneumatique permet de régler la pression d'alimentation et donc la vitesse moyenne des jets. La carte de contrôle est elle-même commandée par un générateur de fréquences qui permet de régler la pulsation désirée. Pour terminer, une alimentation électrique fournit la puissance nécessaire au fonctionnement de l'ensemble du système.

Les électrovannes utilisées sont commercialisées par la société Matrix (modèle 821), et leur principe de fonctionnement est décrit Figure 107. Un clapet interne est actionné par un électroaimant, commandé à la fréquence délivrée par la carte de contrôle (modèle Speed UP). Branchées sur l'arrivée d'air comprimé, ces vannes permettent donc de couper l'écoulement à la fréquence désirée et de créer les jets pulsés. L'ensemble de ces composants permet d'obtenir des fréquences de jets jusqu'à 500 Hz sous une pression de 8 bar. Pour instrumenter la maquette, un ensemble de quatorze électrovannes et de deux cartes de contrôle est utilisé. L'alimentation électrique est alors assurée par deux alimentations de 420 W chacune (42 V 10 A).

Dans cette étude, les électrovannes sont uniquement commandées à l'aide de signaux sinusoïdaux avec un rapport cyclique de 50%. Cependant, il s'agit de composants bistables, et il en résulte des signaux de type créneau en sortie, la carte électronique de commande assurant la commutation de manière adéquate.

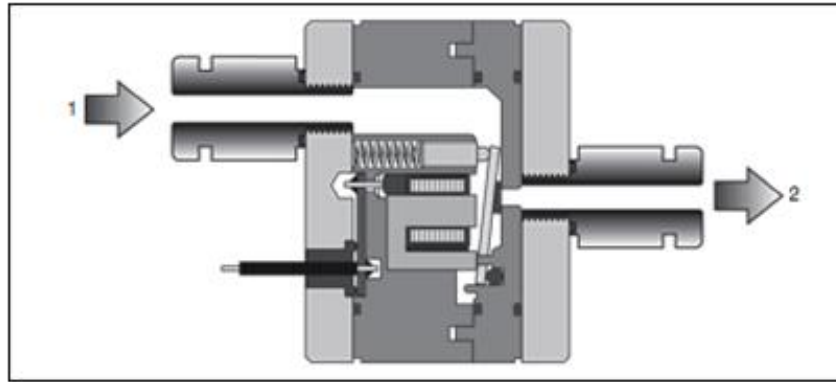


Figure 107 : Schéma d'une électrovanne, document Matrix

Le dispositif tel qu'il est décrit Figure 106 permet de pulser plusieurs jets distincts contrôlés simultanément en fréquence et en vitesse. Afin de pouvoir tester différentes géométries de jets, une interface modulaire a été mise au point en collaboration avec l'ESPCI. Ce dispositif est schématisé Figure 108 :

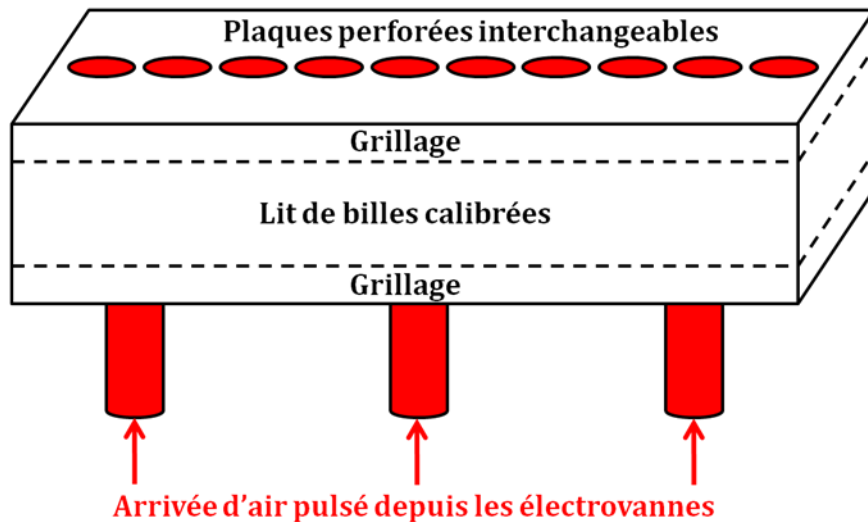


Figure 108 : Schéma de principe des buses d'éjections

Les différents jets en provenance des électrovannes débouchent dans un boîtier creux. Le couvercle de ce boîtier est constitué d'une plaque perforée, où la forme des orifices peut être changée afin de tester plusieurs géométries de jets. La répartition de l'air en provenance des électrovannes est assurée par un dispositif d'homogénéisation réalisé à l'aide d'un lit de billes calibrées maintenues entre deux plaques de grillage fin. Dans cette étude, des billes de verre de 2 mm de diamètre associées à une grille métallique à mailles de 1.5 mm de côté ont été utilisées. Des essais complémentaires réalisés par l'ESPCI ont montré que ce dispositif offre un très bon compromis en termes de pertes de charge et de qualité de l'écoulement en sortie. Il permet par exemple de passer des quatorze entrées ponctuelles à une fente continue.

Trois géométries de buses ont été étudiées, elles sont schématisées Figure 109. Leurs cotes exactes sont précisées plus loin dans ce chapitre.

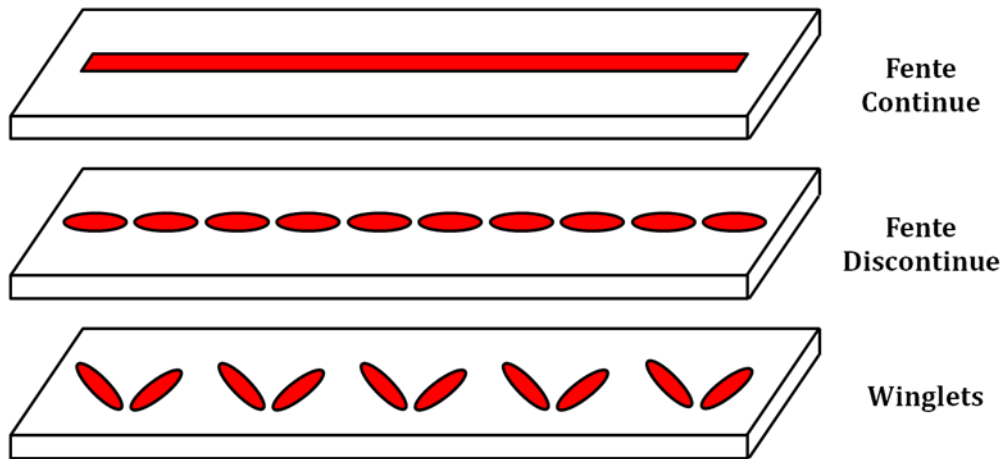


Figure 109 : Schéma des différents types de plaques perforées

La première configuration correspond à une fente continue transversale, la seconde à une série de jets distincts, appelée fente discontinue, et la dernière à une succession de buses en chevron s'inspirant de l'aéronautique et donc désignée « winglets ».

Pour clore cette partie, la Figure 110 présente une photographie du système complet assemblé hors de la maquette et où les différents composants peuvent être retrouvés.

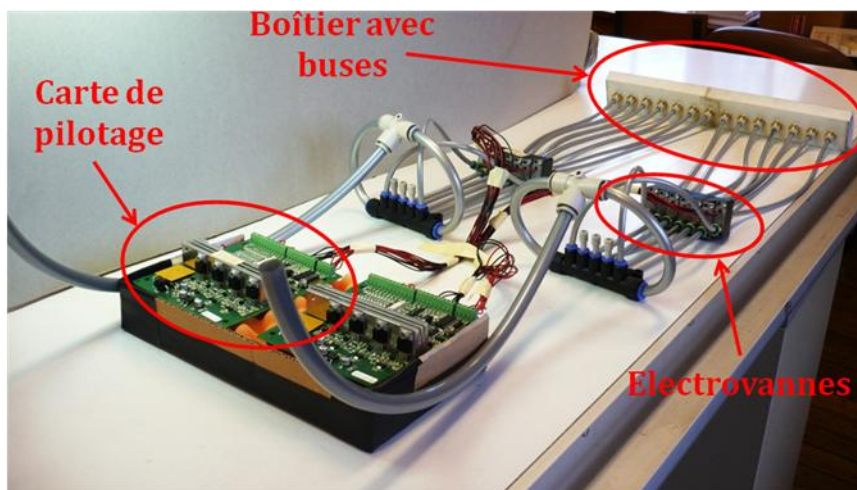


Figure 110 : Photographie du système électrovannes

## 1.2. SYSTEME MEMS

Le second système de contrôle utilisé est basé sur des actionneurs fluidiques à technologie MEMS (pour Micro Electro Mechanical System) développé par la société Flowdit. Le principe de fonctionnement du dispositif de contrôle par actionneurs MEMS est schématisé Figure 111.

Contrairement aux électrovannes, les actionneurs MEMS ne nécessitent qu'une faible pression d'alimentation pour fonctionner (de l'ordre de 100 mbar), et un micro-détendeur de précision a donc dû être intégré au montage. A l'opposé, la tension d'alimentation est particulièrement importante (+/- 200 V), et un amplificateur est nécessaire afin d'augmenter l'amplitude du signal produit par le générateur de fréquences. Cette tension amplifiée est ensuite redressée pour pouvoir alimenter les MEMS en énergie et les piloter en fréquence. Le



fonctionnement de l'ensemble est surveillé en permanence par un oscilloscope qui affiche la tension pour éviter les erreurs de réglages, ainsi que le courant pour détecter les courts-circuits.

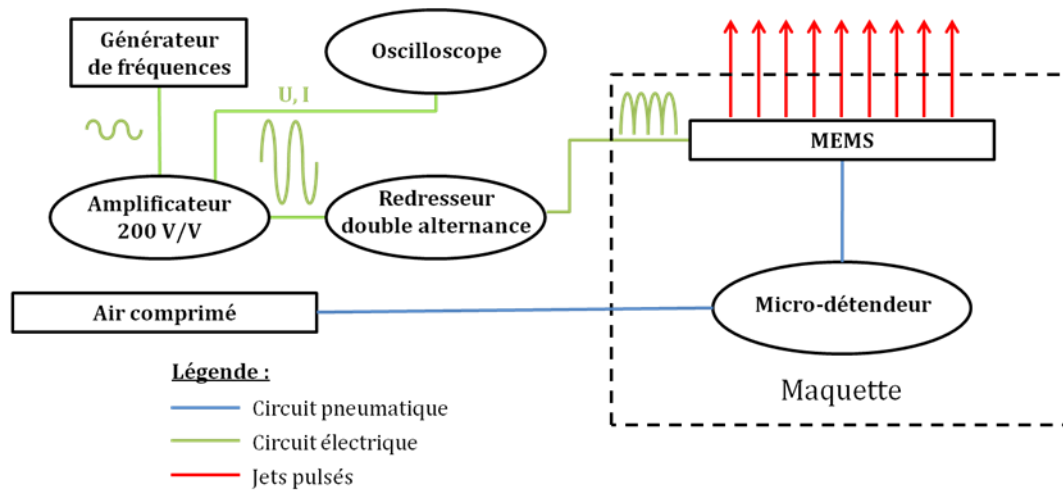


Figure 111 : Schéma de principe du contrôle par MEMS

Les actionneurs MEMS en eux-mêmes sont des micro-vannes électrostatiques gravées d'un seul tenant sur une pièce de silicium. Ils sont extrêmement compacts (pour un actionneur, l'encombrement est de 18 mm x 12 mm x 0.4 mm), et leur consommation électrique est très faible, de l'ordre du milliwatt. Contrairement aux électrovannes, ils n'émettent également que peu de bruit en fonctionnement. Ces différentes caractéristiques (encombrement, consommation, silence) en font donc un produit calibré pour une intégration dans un véhicule de série. Leur mode de fabrication les rend également particulièrement adaptés à la production en très grande série, où leur coût de revient deviendrait relativement faible.

Leur mode de fonctionnement n'est pas trivial, mais la Figure 112 permet de mieux l'appréhender. Ces actionneurs se composent d'une partie fixe, le stator, et d'une partie mobile, le rotor. Le rotor est une pièce mince et flexible qui peut être considérée comme un composant à deux étages. Le premier étage (le pneumatique) supporte des obturateurs fermant des canaux d'arrivée d'air sous pression. Pour simplifier, ces obturateurs sont au nombre de deux sur le schéma proposé Figure 112, et  $p_i$  est la pression d'alimentation. Sur l'étage électrique, des extensions du rotor sont situés en regard de transducteurs électrostatiques situés sur le stator. Représentés par des enroulements sur le schéma, ces composants vont générer une force électrostatique et provoquer le déplacement du rotor.

Ainsi, lorsqu'un des transducteurs est alimenté, il provoque la flexion du rotor, et ouvre un des obturateurs de l'étage pneumatique. L'air sous pression peut alors s'échapper, et créer le jet désiré pour le contrôle. En excitant de manière alternative un côté du MEMS puis l'autre, le jet devient alors pulsé. Ce mode de fonctionnement induit cependant une petite subtilité au niveau de la fréquence de pulsation : une pulsation sinusoïdale produite par le générateur de fréquences va en effet créer deux pulsations au niveau des jets, puisque chaque demi-période redressée va provoquer l'ouverture des obturateurs. La fréquence des jets est par conséquent le double de la fréquence de commande<sup>2</sup>. Pour une fréquence de commande entre 100 Hz et 200

<sup>2</sup> On parle alors de « Fréquence électrique » pour la commande, et de « Fréquence aéraulique » pour celle des jets.

Hz (recommandation Flowdit), les actionneurs utilisés dans cette étude ont ainsi une fréquence de jets comprise entre 200 Hz et 400 Hz.

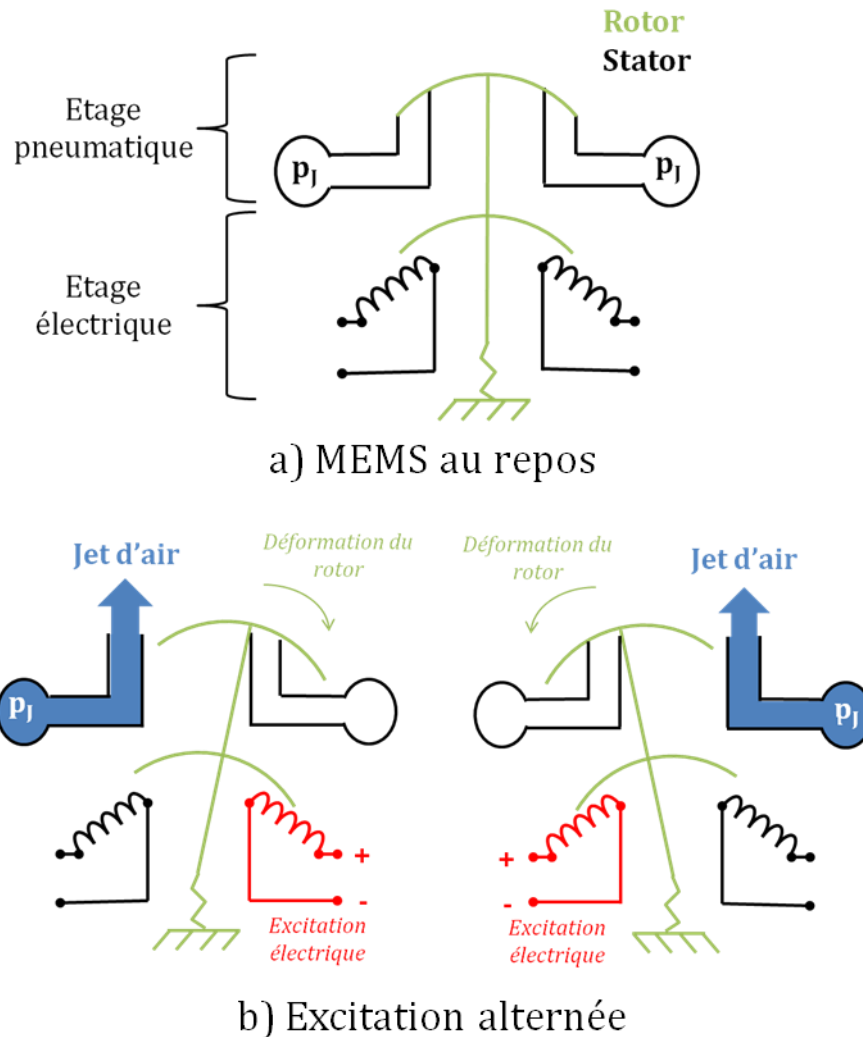


Figure 112 : Principe de fonctionnement des actionneurs MEMS : a) MEMS au repos et b) phases de fonctionnement

La vue CAO Figure 113 permet d'apercevoir l'architecture réelle de l'intérieur d'un MEMS. La principale différence avec les schémas précédents est que les différents éléments sont présents en plusieurs exemplaires : l'étage électrique n'est plus constitué de simples enroulements, mais d'une multitude de petites dents imbriquées qui prennent le nom de « peignes interdigités ». Même chose également pour les obturateurs, au nombre de trois de chaque côté pour ce modèle de MEMS.

Dans le cadre du projet, deux modèles de MEMS ont été utilisés, avec deux types de sorties différentes, présentées Figure 114. Le premier modèle, appelé convergent, concentre le jet dans une sortie de 2.5 mm. Le second, nommé divergent, laisse le jet s'évaser sur toute la largeur du MEMS (soit 12 mm). Le premier permet d'étudier une configuration avec plusieurs jets distincts, alors que le second est prévu pour simuler une fente quasiment continue une fois plusieurs MEMS accolés les uns aux autres.

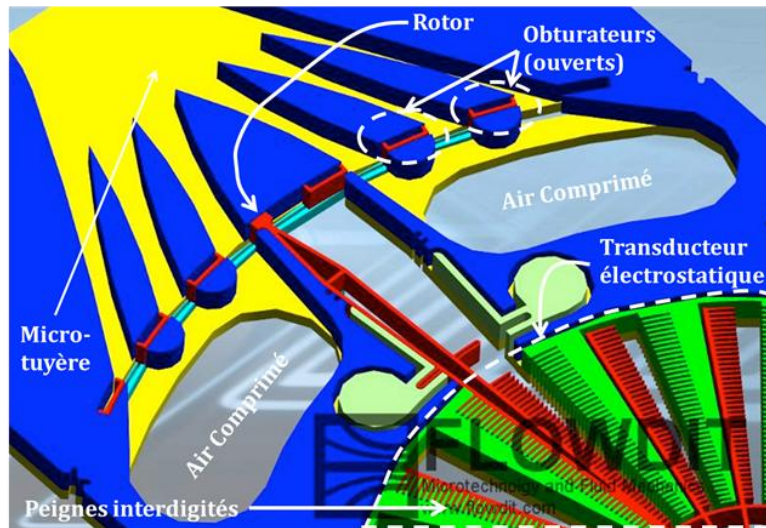


Figure 113 : Construction interne d'un MEMS, document Flowdit

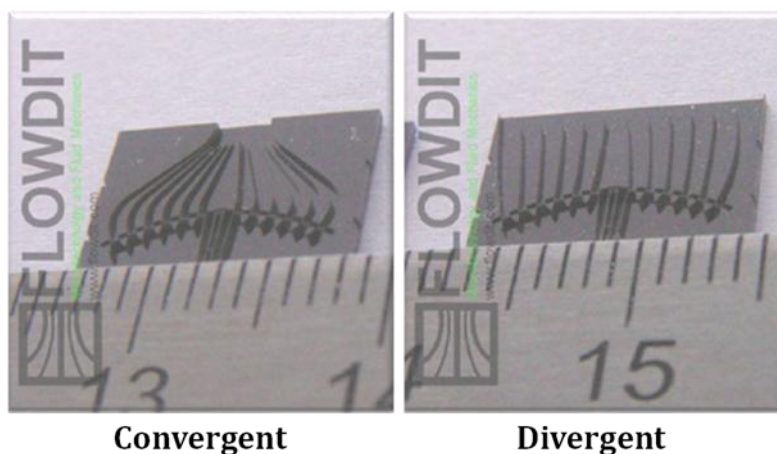


Figure 114 : Géométries de sorties des MEMS, document Flowdit

Afin d'être implantés sur la maquette, les MEMS sont intégrés au sein d'une barrette métallique qui les protège et assure la distribution de l'air comprimé. Ce boîtier, ainsi qu'un plan d'ensemble des deux types de MEMS utilisés (convergent et divergent), est présenté Figure 115. Le boîtier comporte jusqu'à vingt-huit MEMS, et il présente d'un côté une série de lucarnes de contrôle pour vérifier le bon fonctionnement des actionneurs, et de l'autre, des tuyaux d'alimentation en air comprimé provenant du micro-détendeur.

### 1.3. INTEGRATION DANS LA MAQUETTE

Afin d'accueillir les différents systèmes de contrôle, la maquette échelle ¼ a subi plusieurs aménagements. Une première version de la maquette ainsi été réalisée pour tester différentes stratégies de contrôle par électrovannes. Une nouvelle version de la maquette a ensuite été fabriquée afin de disposer d'un système de contrôle par électrovannes mieux adapté et plus modulaire, mais également de permettre l'intégration du dispositif de contrôle par actionneurs MEMS.

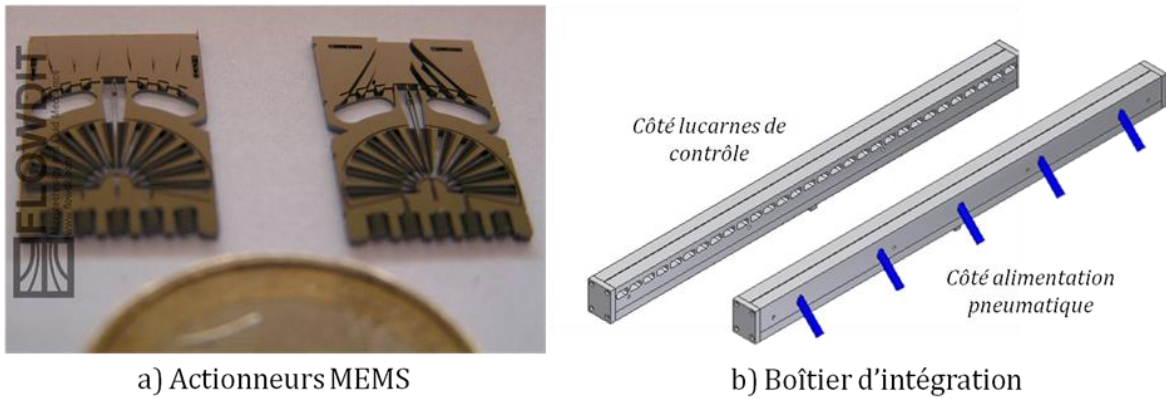


Figure 115 : a) Actionneurs MEMS (et pièce de 1€ pour l'échelle) et b) vue CAO du boîtier d'intégration

### 1.3.1. Implantation électrovannes – Version 1

La première version de la maquette, utilisée au début de l'étude, avait pour but de tester le potentiel global des stratégies de contrôle choisies. Cette version est donc relativement basique, et est uniquement compatible avec le système électrovannes (voir Figure 116).

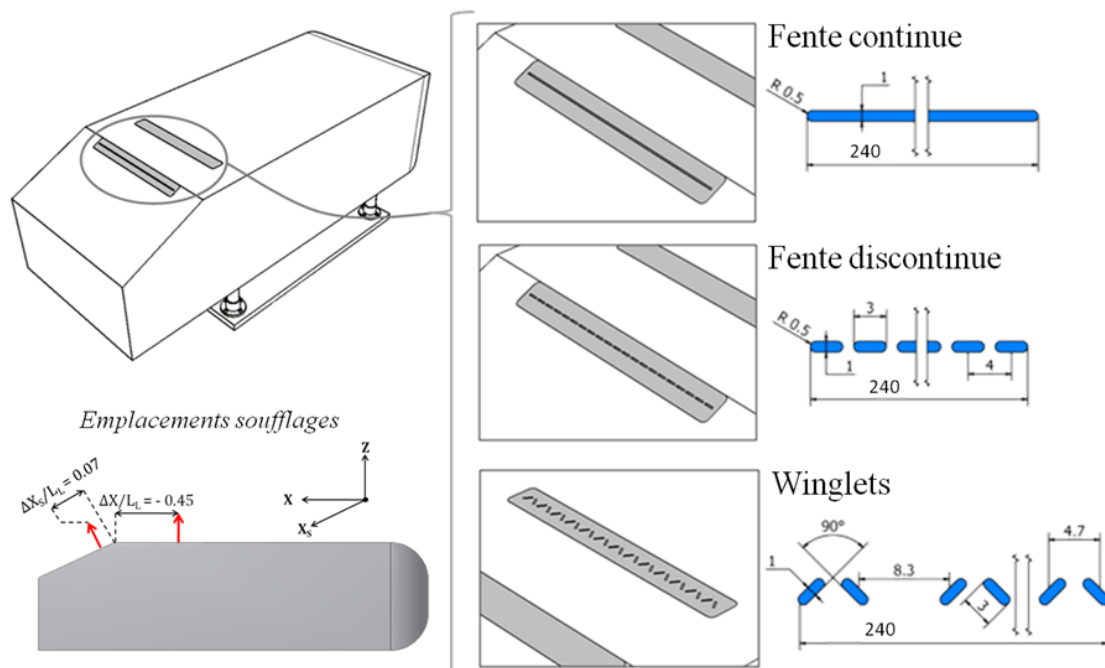


Figure 116 : Détails de l'implantation du contrôle, Version 1 : positions et géométries des buses

Comme le montre la Figure 116, la maquette dispose de deux positions de « soufflage » : une première, sur le haut de la lunette et immédiatement en aval de l'arête (position  $\Delta X_s/L_L = 0.07$ , soit 15 mm aval) et une seconde, sur le pavillon, en amont de l'arête (position  $\Delta X/L_L = -0.45$  soit 100 mm amont). Ces deux positions peuvent recevoir chacune un boîtier de contrôle d'une longueur de 240 mm tel que celui décrit Figure 108. Chacune de ces positions peut être équipée de buses de formes variées (voir Figure 109, les dimensions exactes sont indiquées sur la Figure 116).

### 1.3.2. Implantation électrovannes – Version 2 et MEMS

La seconde version de la maquette a donc été réalisée afin de disposer d'un système de contrôle par électrovannes mieux adapté et plus modulaire, permettant en particulier de mener une étude paramétrique de la position des actionneurs. Cette version a également été dimensionnée pour permettre l'intégration du dispositif de contrôle par actionneurs MEMS.

Comme le montre la Figure 117, les plaques du pavillon et de la lunette ont été remplacées par une série de capots amovibles, chacun de ces emplacements pouvant recevoir un dispositif de contrôle. Un total de dix positions est ainsi disponible, six sur la lunette et quatre sur le pavillon (les cotes des différents emplacements sont indiquées Figure 117). Un emplacement spécifique est également prévu au niveau de l'arête pavillon / lunette. L'intégration d'un boîtier adapté permet alors de réaliser un contrôle à proximité immédiate de l'arête tout en conservant sa géométrie.

#### 1.3.2.1. Intégration électrovannes

Par rapport à la Version 1, les dimensions des buses (cf. Figure 116) sont conservées, mais le forçage peut maintenant être réalisé sur toute l'envergure du corps (la longueur des fentes passe de 240 mm à 355 mm, voir Figure 116), et pour différentes positions en amont et en aval de l'arête pavillon / lunette.

Les boîtiers reprennent le principe du lit de billes présenté précédemment (voir Figure 108). Ils sont réalisés en utilisant des techniques d'impression 3D par stéréolithographie. Outre une fabrication moins longue, la mise en œuvre de cette technique permet de réaliser des formes plus complexes et donc de disposer d'un boîtier d'angle spécifiquement dédié à l'arête (voir Figure 118). Pour ce dernier, deux configurations de buses sont possibles : « Fente continue » et « Fente discontinue ».

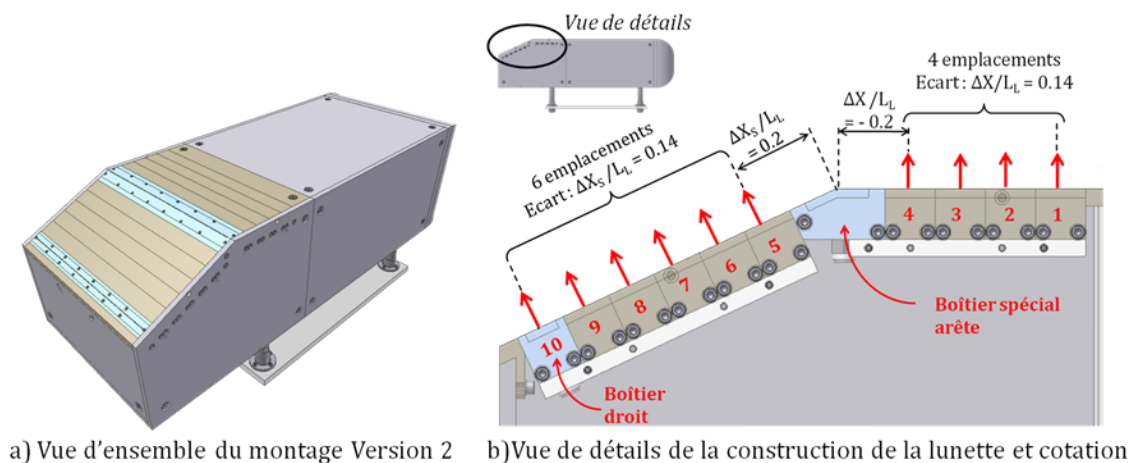


Figure 117 : Détails de l'implantation du contrôle, Version 2 : positions des emplacements de contrôle

En plus de ces modifications géométriques, la version 2 de la maquette est équipée d'un circuit pneumatique amélioré (diminution des pertes de charge par l'utilisation de répartiteurs de pression), et d'alimentations électriques plus puissantes qui permettent d'atteindre des performances plus élevées en termes de vitesses et de fréquences des jets.



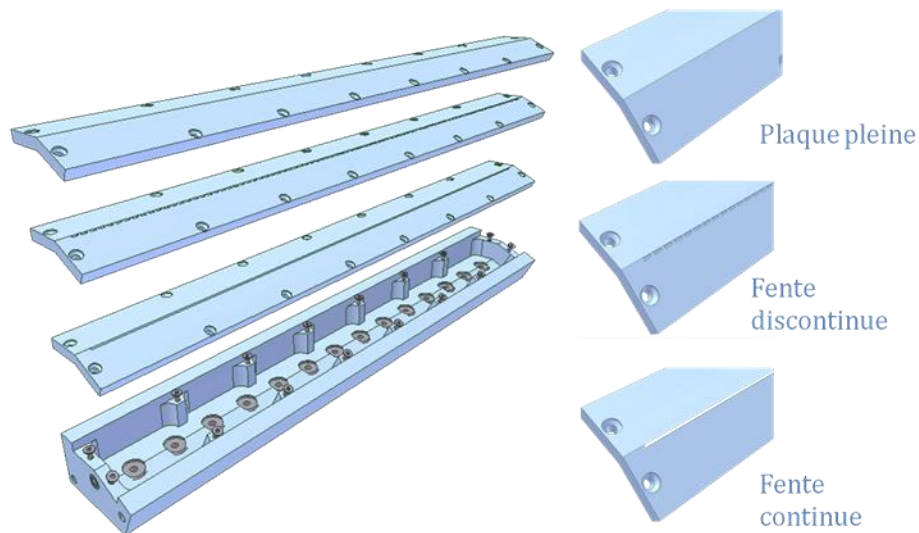


Figure 118 : Détails du boîtier d'arête et exemples de buses

### 1.3.2.2. Intégration MEMS

Le boîtier contenant les actionneurs MEMS (voir Figure 115) a été développé en collaboration avec Flowdit et s'intègre donc facilement dans le montage Version 2 en se substituant au boîtier des électrovannes. Les dix positions indiquées Figure 117 sont donc exploitables. Le positionnement à proximité de l'arête a par contre conduit à quelques concessions : l'ensemble de la barrette à une certaine épaisseur qui empêche de positionner les jets à moins de 10 mm de chaque côté de l'arête ( $\Delta X_s/L_L = -0.05$  ou  $\Delta X/L_L = 0.05$ , voir Figure 119).

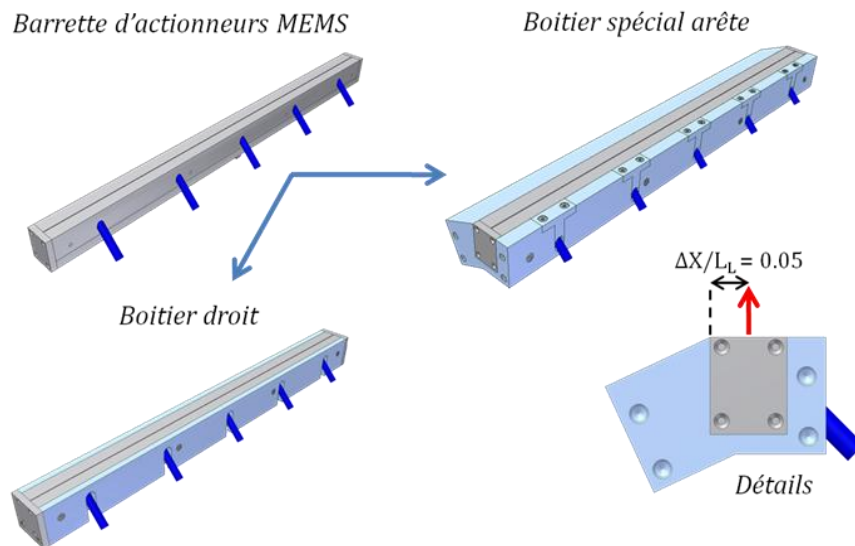


Figure 119 : Détails de l'intégration des actionneurs MEMS

## 2. CONTROLE PAR ELECTROVANNES

Cette partie va présenter les résultats de contrôle obtenus à l'aide du système électrovannes. Elle débute par l'analyse hors écoulement de la perturbation créée par le dispositif, afin de vérifier son bon fonctionnement et d'évaluer ses performances. Les résultats d'une première étude sont ensuite présentés, où quatre configurations géométriques distinctes sont comparées pour une large gamme de paramètres fluidiques (fréquence de jets et quantité de mouvement injectée). Une étude paramétrique est ensuite menée sur la configuration « fente discontinue » en faisant varier la position du contrôle en amont de l'arête, l'espacement des jets ainsi que le nombre de Reynolds. Une étude comparative du sillage avec et sans contrôle clôt cette partie.

### 2.1. CARACTERISATION DU SYSTEME HORS SOUFFLERIE

Les rampes d'électrovannes ont d'abord été caractérisées hors soufflerie afin de qualifier la réponse du système par rapport aux paramètres d'entrée que sont la fréquence de commande et la pression d'alimentation. L'« homogénéité » du dispositif sur toute la largeur du boîtier a également été vérifiée pour s'assurer que le lit de billes joue correctement son rôle. Tous les boîtiers ont été caractérisés, mais seuls les résultats concernant le boîtier droit (Version 2) avec la fente discontinue (voir Figure 116) sont présentés. La vitesse de sortie de jet  $U_j$  a été mesurée en utilisant un fil chaud droit et l'explorateur robotisé. La fréquence d'acquisition est de 4096 Hz sur une durée de 5 s.

#### 2.1.1. Réponse en pression et en fréquence

La vitesse de jet  $U_j$  a d'abord été mesurée en un point fixe située au centre du boîtier ( $Y = 0$ ) et à 1 mm au-dessus de la fente. Le graphique Figure 120 présente l'évolution des valeurs maximales, minimales et moyennes de  $U_j$ , ainsi que de son écart-type, en fonction de la pression d'alimentation ( $p_j$ ), pour une fréquence de jet fixe ( $f_j = 200$  Hz).

Ces résultats montrent que la vitesse de jet augmente de manière linéaire avec la pression, et qu'il ne semble pas y avoir d'effet de saturation dans la plage de pression explorée. Les vitesses maximales relevées sont néanmoins relativement importantes par rapport à la vitesse moyenne (environ quatre fois plus grandes). L'examen des signaux temporels (cf. partie 2.1.3) permet d'expliquer ce phénomène. Les pulsations émises par les électrovannes présentent en effet au début de chaque période un « overshoot » significatif. D'après les valeurs maximales de vitesse présentées Figure 120, l'amplitude de cet « overshoot » évolue également linéairement avec la pression, mais avec un coefficient directeur environ quatre fois supérieur à celui de la vitesse moyenne. La vitesse minimum est par contre très faible (inférieure à 15% de la vitesse moyenne) sur toute la gamme de pression balayée. Dans le même temps, l'évolution de l'écart-type de la vitesse est proche de celle de sa valeur moyenne, ce qui est, malgré la présence de l'overshoot, cohérent avec un signal carré présentant un rapport de cycle de 50%.

La Figure 121 présente l'évolution de la vitesse de jet en fonction de la fréquence, pour une pression d'alimentation fixe ( $p_j = 4.3$  bar). Contrairement au cas précédent, ce graphique permet de voir que la vitesse évolue de manière non linéaire avec la fréquence. Certaines valeurs permettent en effet d'obtenir, à pression d'alimentation égale, des vitesses de jet plus élevées. On observe en particulier un comportement plus efficace du dispositif entre 150 et 300 Hz. Ceci est très certainement dû à un effet de résonance de l'ensemble du montage (électrovannes et

cavité du boîtier). Cette information est intéressante pour la suite, puisque la détermination de ces fréquences préférentielles permet d'optimiser le fonctionnement du système.

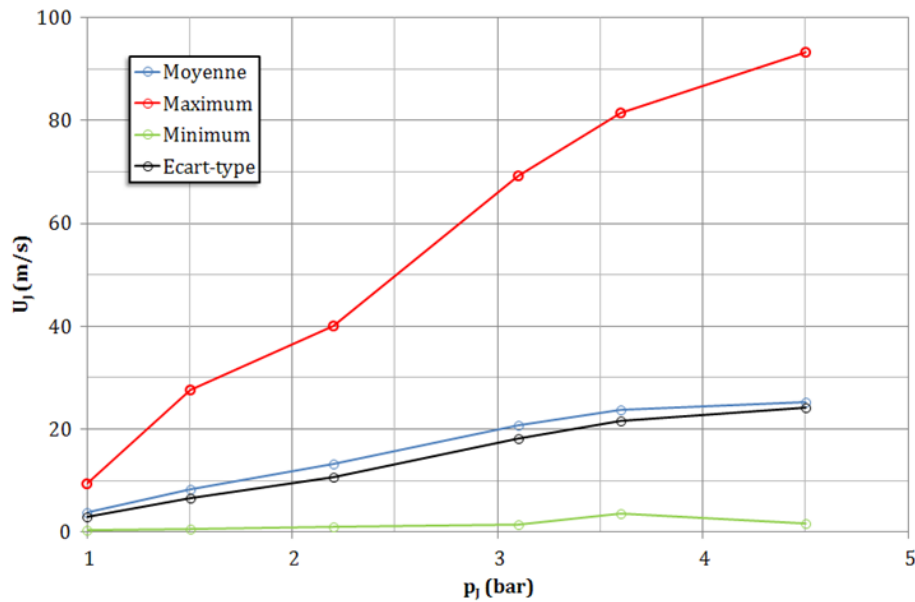


Figure 120 : Evolution de  $U_j$  en fonction de  $p_1$  ( $f_1 = 200$  Hz) – boîtier droit Version 2 et fente discontinue

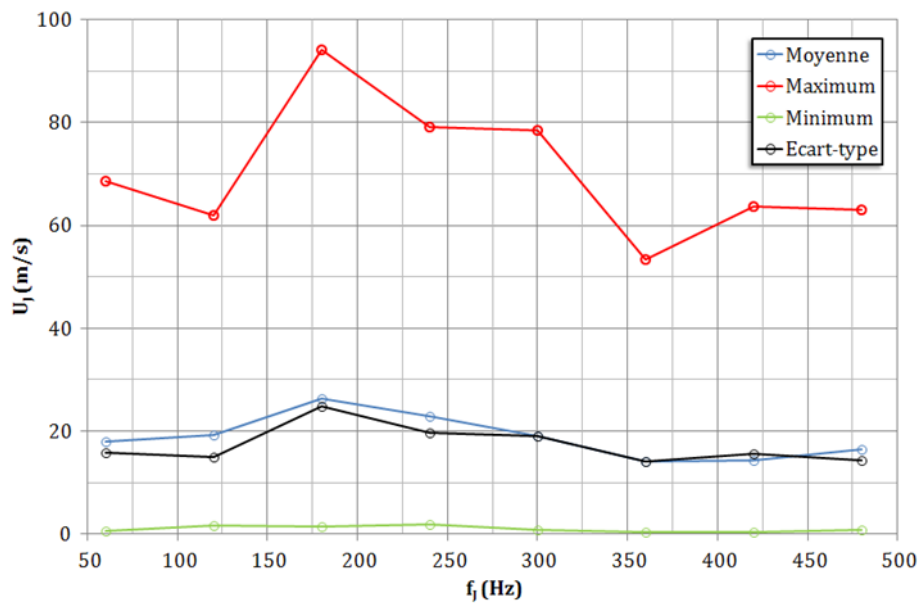


Figure 121 : Evolution de  $U_j$  en fonction de  $f_1$  ( $p_1 = 4.3$  bar) – boîtier droit Version 2 et fente discontinue

### 2.1.2. Homogénéité sur la largeur de la fente

Afin de vérifier l'homogénéité du dispositif sur l'envergure du boîtier, des mesures de vitesses ont été effectuées à une hauteur de 10 mm au-dessus des buses, en prenant un point de mesure tous les deux orifices. D'après les cotes de la fente discontinue indiquées Figure 116, cela fait donc 45 points de mesure séparés de 8 mm et couvrant les 355 mm de la fente.

De la même manière que précédemment, la Figure 122 présente les valeurs minimales, maximales et moyennes de  $U_j$ , ainsi que son écart-type, mesurés pour les différentes positions



( $p_j$  fixée à 1.9 bar, et  $f_j$  à 200 Hz). Ces résultats montrent que le système est relativement homogène sur toute son envergure. La dispersion reste inférieure à 17% pour la valeur moyenne. Elle est inférieure à 12% pour les valeurs maximales, et est sensiblement supérieure pour les valeurs d'écart-type de la vitesse.

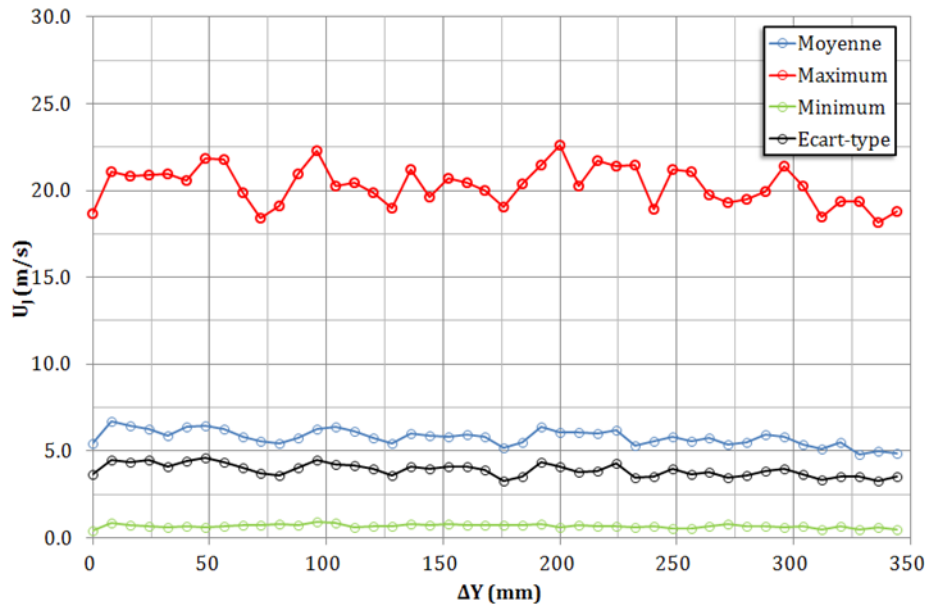


Figure 122 : Profil de vitesse  $U_j$  sur l'envergure de la fente ( $f_j = 200$  Hz,  $p_j = 1.9$  bar) – boîtier droit Version 2 et fente discontinue

### 2.1.3. Analyse temporelle et spectrale des signaux de vitesses

L'analyse temporelle de la vitesse en sortie de buses permet de mieux comprendre les résultats précédents. Les courbes présentées Figure 123 et Figure 125 correspondent à des mesures réalisées en  $Y = 0$  à 1 mm au-dessus de la fente pour trois pressions différentes à  $f_j = 200$  Hz et trois fréquences différentes à  $p_j = 4.3$  bar.

Pour une fréquence de commande  $f_j = 200$  Hz, le signal de vitesse en sortie de buse est globalement carré. On note néanmoins des fluctuations significatives aux vitesses élevées, associées à un pic de vitesse au début de chaque créneau. Cet « overshoot » est par ailleurs d'autant plus important que la pression d'alimentation est élevée. Ce comportement est caractéristiques des systèmes mécaniques<sup>3</sup> produisant des jets pulsés, où les cycles d'accumulation et de relâchement de pression permettent d'obtenir des vitesses maximum plus importantes qu'un système continu à pression d'alimentation équivalente. Les différents créneaux présentés sur la Figure 123 montrent d'ailleurs que, pour les pressions élevées, la vitesse retombe après le pic initial. Le relâchement de la pression excédentaire accumulée est alors terminé et la vitesse de jet est donc plus faible. En plus de cet overshoot, des fluctuations plus hautes fréquences peuvent être constatées lors de la phase de soufflage. Il peut s'agir de la fréquence naturelle du jet continu, mais également d'une perturbation provenant du réseau d'alimentation en air comprimé.

<sup>3</sup> Mécanique par opposition, par exemple, aux systèmes par plasma qui produisent des pulsations pures directement, sans avoir à couper une source de pression continue comme c'est le cas pour les électrovannes ou autres systèmes équivalents.

Une analyse fréquentielle de la mesure de vitesse pour le point de fonctionnement  $f_j = 200$  Hz,  $p_j = 4.5$  bar est proposée Figure 124. La première constatation est que l'allure du spectre est bien cohérente avec celui d'un train d'impulsions, et que la majorité de l'énergie est portée par  $f = 200$  Hz et ses harmoniques. Cependant un pic plus basse fréquence apparaît à  $f \approx 42$  Hz, accompagné de deux autres pics à  $f \approx 158$  Hz et  $f \approx 242$  Hz. Ces deux pics secondaires encadrant la fréquence principale sont typiques d'une modulation d'amplitude. Si l'on examine le signal temporel sur une longue période, il apparaît en effet que l'amplitude maximale des « overshoots » fluctue de manière régulière à basse fréquence. La raison de cette modulation reste cependant à déterminer.

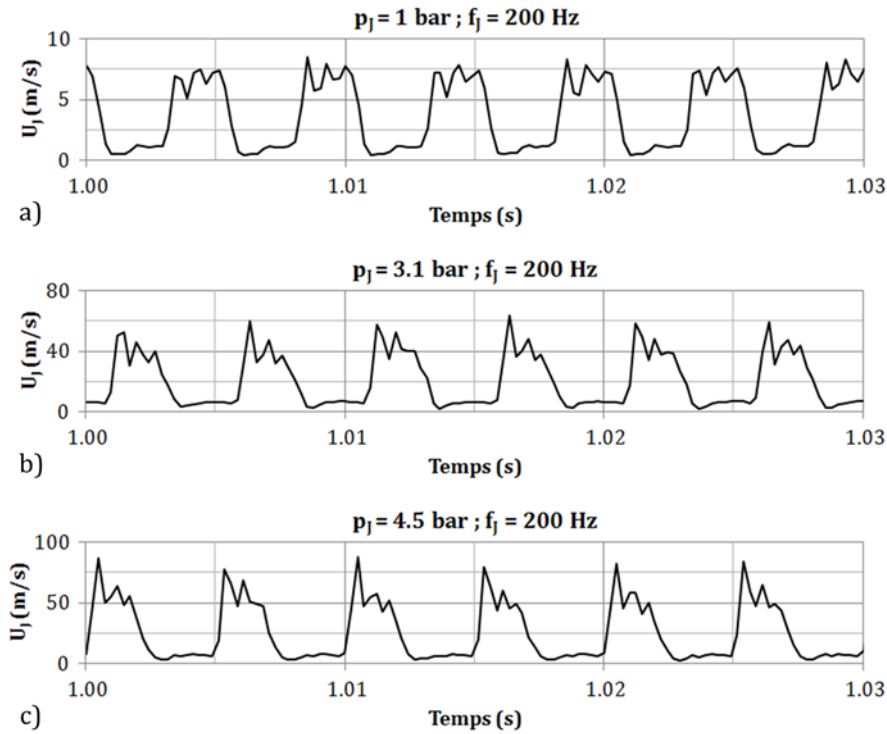


Figure 123 : Evolution temporelle de  $U_j$  en fonction de  $p_j$  ( $f_j = 200$  Hz)

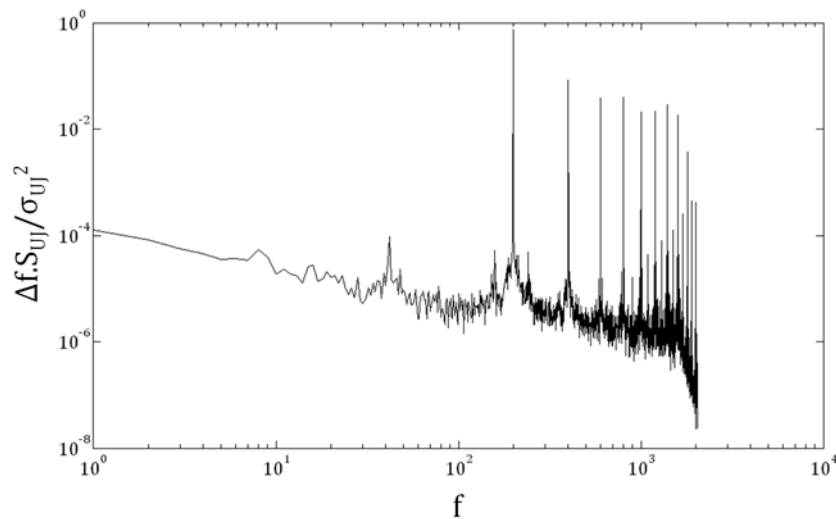


Figure 124 : Densité spectrale de puissance normalisée et adimensionnée de  $U_j$  ( $f_j = 200$  Hz,  $p_j = 4.5$  bar - Figure 123c)

Les mesures temporelles de la Figure 125 permettent quant à elles d'apprécier les effets de la fréquence d'alimentation sur la forme des signaux de vitesse. La première constatation est que celle-ci se modifie à hautes fréquences, pour ressembler à un signal triangle. Plusieurs facteurs peuvent expliquer cette détérioration du signal, à commencer par les limitations des électrovannes en elles-mêmes, qui sont, à 480 Hz, à la limite de leur plage d'utilisation. Le constructeur indique en effet un temps de commutation « inférieur à 1 ms », ce qui à 500 Hz représente la moitié de la période dans le pire des cas. Des effets de viscosité peuvent également être mis en cause, le jet n'ayant plus le temps de s'établir complètement à hautes fréquences. Curieusement, la forme du signal est également perturbée à basses fréquences, où des pics parasites apparaissent avant la phase d'ouverture de l'électrovanne. Pour des fréquences situées au milieu de leur plage d'utilisation, les signaux ont par contre une forme satisfaisante, et un lien peut être établi avec la Figure 121, qui montre que les électrovannes atteignent des vitesses de jet plus importantes au centre de leur plage d'utilisation en fréquence (approximativement entre 150 Hz et 300 Hz). Hors de cette plage, il est probable que leur fonctionnement soit plus ou moins dégradé, d'où des vitesses de jet plus faibles.

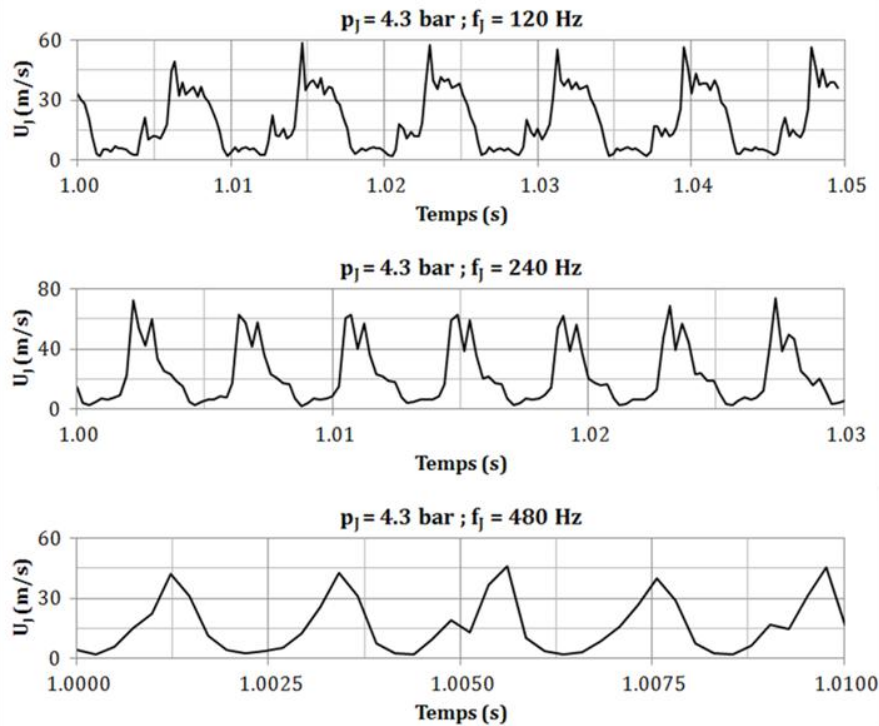


Figure 125 : Evolution temporelle de  $U_j$  en fonction de  $f_j$  ( $p_j = 4.3$  bar)

#### 2.1.4. Choix des paramètres de contrôle

Les résultats précédents pourraient avoir plusieurs conséquences sur l'interprétation des résultats de contrôle. Tout d'abord, le système électrovannes fait preuve d'un comportement très différent en fonction des fréquences de forçage, avec des plages d'utilisation préférentielles produisant une action de contrôle plus en conformité avec celle attendue (forme des signaux et vitesse d'éjection). Afin d'isoler ces effets d'éventuelles sensibilités fréquentielles de l'écoulement, l'ensemble du système a été étalonné au préalable, en associant à chaque couple pression / fréquence les vitesses caractéristiques correspondantes mesurées à 1mm de la paroi. Cette méthode ne permet cependant pas d'intégrer la forme des signaux, qui reste un paramètre

non maîtrisé et un sujet d'étude en soit. Renault SA a d'ailleurs étudié numériquement l'influence de la forme du signal (modulation, etc.) en parallèle de la présente étude [123], mais expérimentalement ce paramètre reste difficile à maîtriser.

La présence des pics de survitesse apparaissant avec la pression pose également la question du choix d'une vitesse représentative pour exprimer les résultats de manière normalisée. Prendre la vitesse maximum est tentant, car ce pic est une caractéristique essentielle des systèmes pulsés. Cependant, la très faible durée de cette impulsion la rend peu représentative de la quantité de mouvement réellement injectée dans l'écoulement. La vitesse moyenne est par contre intéressante : dans le cas d'un signal carré avec un rapport de cycle de 50%, l'expression en termes de  $C_\mu$  permet alors une comparaison directe avec un forçage continu équivalent (à vitesse moyenne égale, la quantité de mouvement est la même dans les deux cas) : c'est donc elle qui a été retenue. Le coefficient de quantité de mouvement s'exprime alors de la manière suivante (toujours en s'inspirant de la formulation proposée par Greenblatt [79]) :

$$C_\mu = \frac{\rho S_j \bar{U}_j^2}{\frac{1}{2} \rho A_0 U_0^2} \quad (25)$$

Avec  $\bar{U}_j$  la vitesse moyenne de soufflage,  $S_j$  la section totale de sortie des buses de soufflage et  $A_0$  le maître couple de la maquette. Cette dernière valeur a été choisie pour des raisons de praticité, mais cependant, un coefficient construit via l'épaisseur de couche limite [80], ou encore l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite, aurait sans doute été plus cohérent pour effectuer des comparaisons avec des études sur d'autres géométries.

Pour l'adimensionnement fréquentiel, la hauteur de la lunette  $h_L$  a été choisie comme longueur de référence dans la mesure où l'action de contrôle se focalise principalement sur le bulbe décollé. La fréquence de forçage  $f_j$  est bien évidemment utilisée, mais il faut garder à l'esprit que cette fréquence est porteuse d'harmoniques pouvant également avoir des effets sur l'écoulement.

$$St_j = \frac{f_j h_L}{U_0} \quad (26)$$

## 2.2. STRATEGIES DE CONTROLE

### 2.2.1. Configurations d'essais

La Version 1 du montage (Figure 116) a servi de support pour cette partie de l'étude. Grâce aux différents emplacements de soufflage et aux plaques interchangeable, quatre configurations géométriquement distinctes ont été testées (voir Figure 126) :

- Fente continue sur la lunette au plus près de l'arête ( $\Delta X_s/L_L = 0.07$ ).
- Fente discontinue à la même position.
- Fente discontinue sur le pavillon, relativement éloignée de l'arête ( $\Delta X/L_L = - 0.45$ ).
- Winglets à la même position.

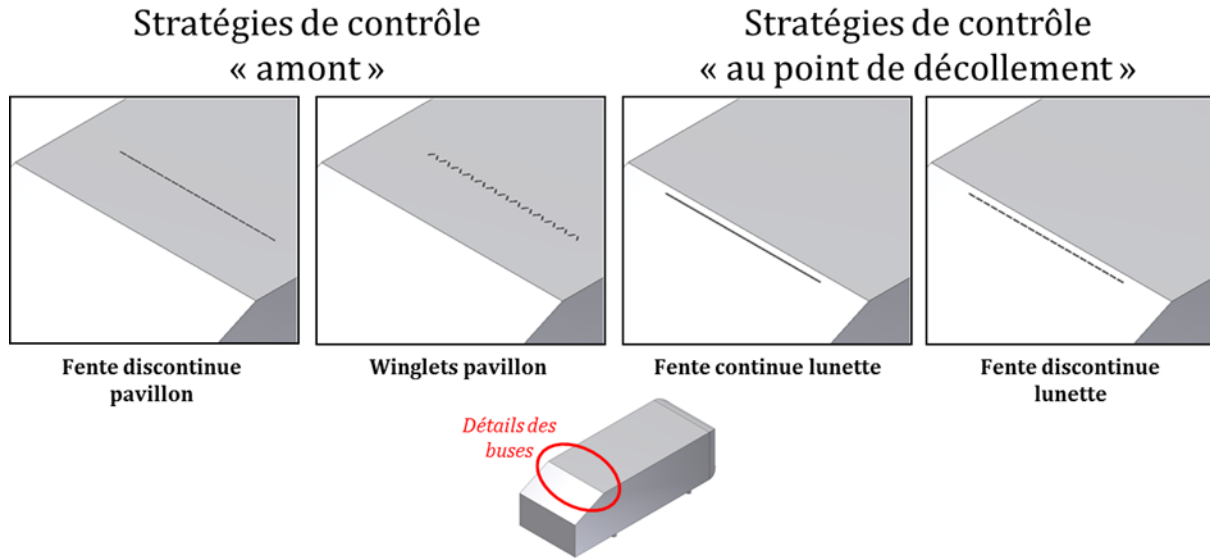


Figure 126 : Configurations de contrôle testées, positions et formes des buses

Ces quatre configurations géométriques contribuent à mettre en place deux stratégies de contrôle distinctes, qui sont désignées par contrôle « amont » (ou indirect) et contrôle « au point de décollement » (ou direct).

### 2.2.2. Contrôle « amont »

La stratégie de contrôle amont repose sur une perturbation de l'écoulement dans la couche limite se développant sur le pavillon en amont du décollement de lunette. Elle est mise en œuvre grâce aux configurations « fente discontinue » et « winglets » positionnées en amont de l'arête ( $\Delta X/L_L = -0.45$ ). Le principe est ici de créer des générateurs de vortex fluides avec un mode de fonctionnement similaire à leur équivalent passif. Comme le schématise la Figure 127, un jet débouchant transversalement dans un écoulement produit en effet une paire de tourbillons longitudinaux contrarotatifs [125]. A la sortie de l'orifice, la nappe de cisaillement annulaire va être courbée par l'écoulement principal, et se replier sur elle-même dans sa moitié aval. Cet enroulement et ce changement d'orientation aboutissent alors à la création d'une paire de tourbillons contrarotatifs (ou CVP : Counter-rotating Vortex Pairs).

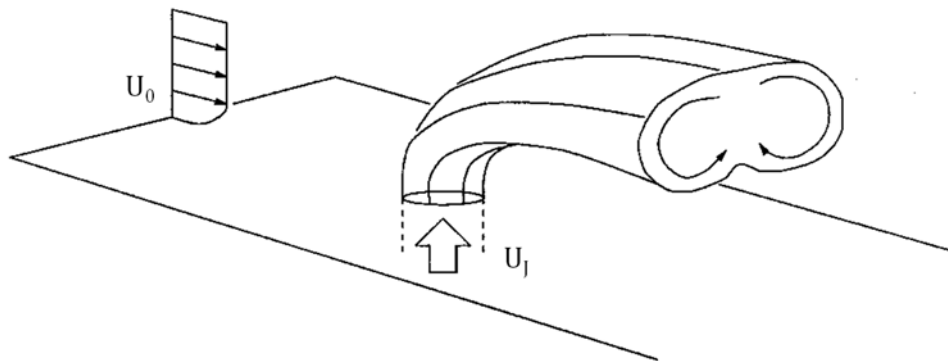


Figure 127 : Création de tourbillons longitudinaux par interaction d'un jet et d'un écoulement transverse, d'après Cortelezzi et Karagozian [125]

La Figure 128 présente, en guise d'illustration, quelques résultats expérimentaux obtenus par l'ESPCI par PIV sur une configuration plaque plane, avec une série de jets continus au format « winglets ». Les stries de vitesse longitudinale visibles ici sont un indicateur clair de la présence des paires de tourbillons contrarotatifs formées par les jets [126].

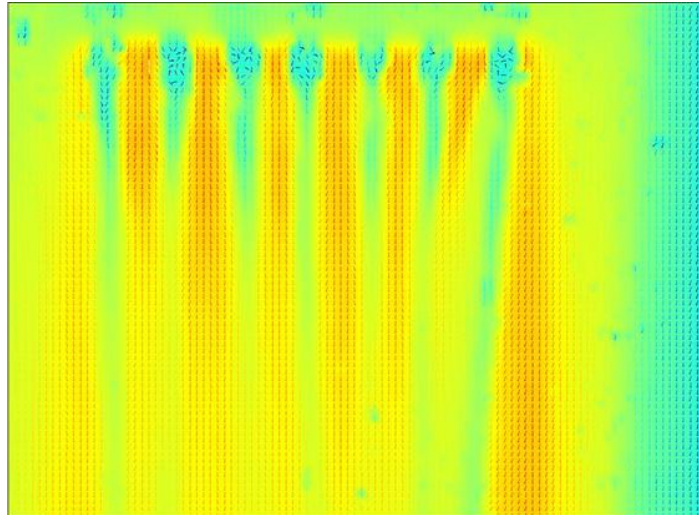


Figure 128 : Plan PIV rasant - champ moyen de vitesse - 2 mm au-dessus de la surface

Le but est alors de modifier l'état de la couche limite via cette injection de vorticité longitudinale pour la rendre plus résistante au décollement. Le contrôle n'agit alors pas de manière directe sur la zone décollée, mais plus en amont. Duriez et al. [107,108,127,128] ont étudié de manière approfondie ce phénomène. Ils ont ainsi montré que ce type de perturbation fluide permettrait de redynamiser significativement une couche limite et de réduire le décollement derrière une rampe descendante. Ils ajoutent également qu'en produisant des tourbillons longitudinaux contrarotatifs à intervalles réguliers selon une direction transverse à l'écoulement, il se crée une interaction permettant de générer des structures longitudinales de vitesse différente s'étirant jusqu'en amont du décollement. Ces « streaks », alternativement haute et basse vitesse, produisent ainsi une modulation transversale du champ de vitesse. Pujals et al. [103] ont par ailleurs démontré par la suite l'efficacité de ce phénomène pour réduire le décollement sur un corps de Ahmed   25 .

Chez ces auteurs, les générateurs de vortex utilisés sont passifs. Les jets pulsés mis en œuvre dans le cadre de cette étude vont donc également permettre de s'intéresser à l'effet de la fréquence de la perturbation initiale sur l'efficacité du contrôle. Les instabilités de Kelvin-Helmholtz détectées dans la couche cisailée (voir Chapitre II, Partie 2.5) vont donc pouvoir être visées pour tenter de mettre en place un mécanisme similaire à ceux décrits dans la littérature sur les géométries de type marche descendante (voir Chapitre I, Partie 3.3). Enfin, les deux formats de buses « fente discontinue » et « winglets » vont permettre d'étudier l'influence de ce paramètre sur l'efficacité du contrôle.

### 2.2.3. Contrôle « au point de décollement »

Cette seconde stratégie repose sur une action directe sur la zone de recirculation, en agissant le plus près possible du point de décollement. Cette stratégie s'appuie en partie sur les travaux de Leclerc [43], mais aussi de Chun et Sung [91,95] sur marche descendante, qui ont montré qu'une perturbation fréquentielle injectée à proximité de la jonction pavillon / lunette

peut provoquer un recollement dynamique et supprimer en moyenne la zone décollée. Suivant les préconisations de Leclerc [43], le contrôle est réalisé en aval de l'arête où l'efficacité du forçage est censée être meilleure qu'immédiatement en amont, avec un besoin moindre en termes de quantité de mouvement injectée :

- **La configuration « fente continue »** est ainsi testée dans un premier temps afin d'injecter une nappe de vorticité transversale pulsée sur toute l'envergure du corps, dans l'optique d'interagir avec l'instabilité de battement mise en évidence au Chapitre II (Partie 2.5).
- **La configuration « fente discontinue »** est ensuite étudiée à la même position afin d'apprécier l'effet de l'injection de vorticité longitudinale à la naissance du décollement. L'idée est ici de tester, d'une part, l'effet d'une réduction de la quantité de mouvement injectée par rapport à la fente continue, et d'autre part, celui d'une modulation transversale de la perturbation.

Pour chacune des quatre configurations qui viennent d'être présentées, une étude paramétrique a été menée en faisant varier la fréquence de commande ( $f_j$ ) et la pression d'alimentation des électrovannes ( $p_j$ ). Du fait de limitations techniques sur la Version 1 de la maquette (principalement au niveau de l'alimentation électrique), la plage de fonctionnement des électrovannes n'a pas pu être explorée entièrement, et la fréquence de commande a dû être limitée à 300 Hz. Cette étude a été réalisée pour un nombre de Reynolds  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (soit  $U_0 = 20$  m/s) pour lequel la maquette présente un décollement important, associé à un coefficient de trainée élevé, ce qui laisse une bonne marge de progression pour tenter de réduire le  $C_x$ . Compte tenu de cette vitesse d'écoulement, la plage de fréquence adimensionnelle explorée est comprise entre  $St_j = 0.1$  et  $St_j = 1.4$  avec un pas variable de  $\Delta St_j = 0.1$  ou  $\Delta St_j = 0.2$  (soit  $\Delta f_j = 20$  Hz ou  $\Delta f_j = 40$  Hz), en fonction des zones où une sensibilité fréquentielle est notée. La pression d'alimentation des électrovannes  $p_j$  a également été incrémentée de 1 à 4.5 bar tous les 0.5 bar. Pour chaque fréquence  $f_j$ , 8 valeurs de  $C_\mu$  différentes ont donc été testées. Du fait du comportement non linéaire des électrovannes en fonction de la fréquence, les variations de  $C_\mu$  sont cependant irrégulières. Elles varient de  $\Delta C_\mu = 0.3 \cdot 10^{-3}$  à  $0.6 \cdot 10^{-3}$ .

Les résultats de cette étude paramétrique ont été quantifiés de deux façons. Pour commencer, les réductions de  $C_x$  obtenues pour chacune des quatre configurations ont été mesurées pour tous les couples  $C_\mu / St_j$  testés. Ces variations de trainée ont ensuite été comparées à des variations de pression pariétale mesurées simultanément grâce aux capteurs de pression instationnaires implantés sur la lunette et le culot de la maquette (voir Figure 67). Les différents graphiques présentés dans la suite possèdent un certain nombre de zones blanches : elles représentent des combinaisons de valeurs ( $C_\mu, St_j$ ) impossible à atteindre du fait des limitations techniques du système (alimentation électrique notamment) ou non testées. Les différentes acquisitions (pressions et efforts) ont été réalisées sur une durée de 30 s avec une fréquence de 4096 Hz.

### 2.3. REDUCTIONS DE $C_x$

Pour chaque cas testé, la réduction de  $C_x$  a été calculée de la manière suivante, avec  $C_{x0}$  le coefficient de trainée de référence, et  $C_{xc}$  le coefficient de trainée avec contrôle :

$$\Delta C_x = \frac{C_{x0} - C_{xc}}{C_{x0}} \quad (27)$$



Afin d'améliorer la précision des résultats,  $C_{x0}$  a été systématiquement mesuré avant chaque étude paramétrique pour chacune des quatre configurations. On rappelle que la maquette « Version 1 » a été utilisée dans cette partie de l'étude.

### 2.3.1. Stratégies de contrôle « au point de décollement »

#### 2.3.1.1. Contrôle par fente continue

La Figure 129 présente les réductions de trainée constatées avec la fente continue immédiatement en aval de l'arête. Avec cette configuration, une réduction de trainée maximum de 7.5% est obtenue pour le couple de paramètres  $C_\mu \approx 4 \cdot 10^{-4}$  et  $St_j \approx 0.35$ . Ces résultats montrent également trois zones d'efficacité dans l'espace des paramètres  $St_j - C_\mu$ . La première est observée pour des fréquences adimensionnelles de forçage comprise entre  $St_j \approx 0.2$  et  $St_j \approx 0.45$ . Dans cette zone, une réduction de trainée supérieure à 5% est obtenue pour toutes les valeurs de  $C_\mu$  testées. Cette zone présente également deux maximums locaux pour  $C_\mu \approx 4 \cdot 10^{-4}$  et  $St_j \approx 0.35$  (qui correspond à la réduction de trainée maximale de trainée obtenue) et  $C_\mu \approx 2.2 \cdot 10^{-3}$  et  $St_j \approx 0.27$  avec une réduction de trainée proche de 7%. La deuxième zone d'efficacité concerne les fréquences de forçage comprise entre  $St_j \approx 0.5$  et  $St_j \approx 0.7$  pour des valeurs de  $C_\mu$  inférieures à  $1.5 \cdot 10^{-3}$ . Cette zone présente également un maximum local pour  $C_\mu \approx 3 \cdot 10^{-4}$  et  $St_j \approx 0.56$  avec une réduction de trainée proche de 7%. Enfin, la troisième zone, centrée sur une valeur de  $C_\mu$  proche de  $4 \cdot 10^{-4}$ , montre des réductions de trainée de l'ordre de 6% pour une bande de fréquences plus large  $0.8 \leq St_j \leq 1$ .

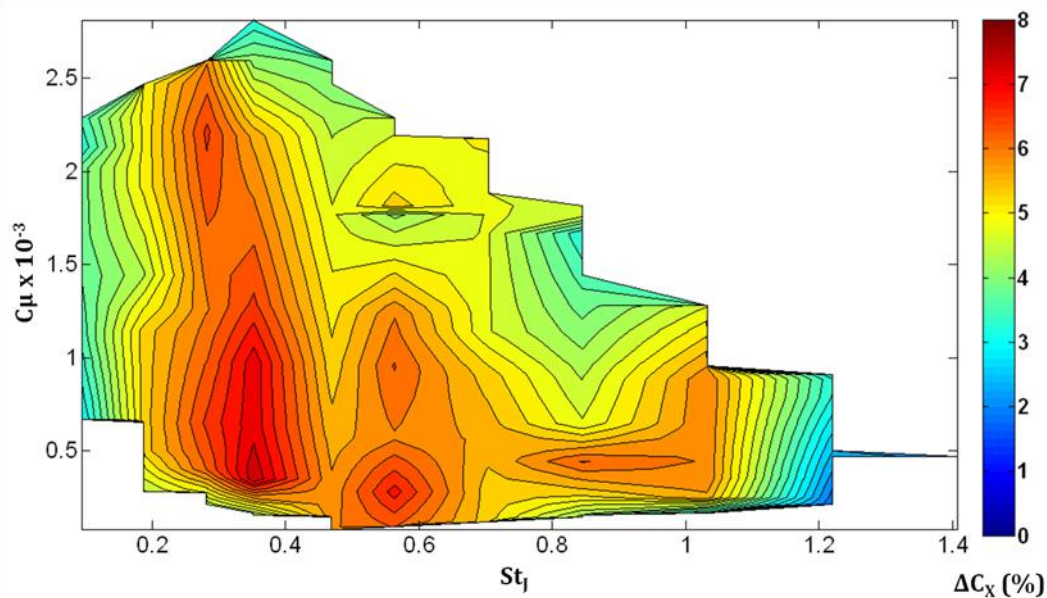


Figure 129 : Réduction de  $C_x$  – fente continue lunette ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

#### 2.3.1.2. Contrôle par fente discontinue

La Figure 130 présente les réductions de trainée observées avec la fente discontinue immédiatement en aval de l'arête. On constate tout d'abord une baisse significative des performances, puisque la réduction de trainée maximale n'est plus que de 6.2 % sur la plage de paramètres testée. D'autre part, et contrairement à la configuration précédente (fente continue), aucune réduction significative de la trainée n'est observée pour des fréquences de forçage  $St_j < 0.45$ . On retrouve par contre une certaine efficacité pour des fréquences comprises entre  $St_j \approx$



0.5 et  $St_f \approx 0.7$ , mais pour des valeurs de  $C_\mu$  supérieures comprises entre  $0.75 \cdot 10^{-3}$  et  $2.5 \cdot 10^{-3}$ . Enfin, on distingue également une nouvelle zone d'efficacité pour des fréquences de forçage  $St_f \geq 0.9$  et pour des valeurs de  $C_\mu \geq 0.75 \cdot 10^{-3}$ . La réduction maximale de trainée mesurée pour cette configuration a par ailleurs été obtenue pour la fréquence maximale permise par le dispositif,  $St_f \approx 1.25$ , et pour  $C_\mu \geq 0.7 \cdot 10^{-3}$ .

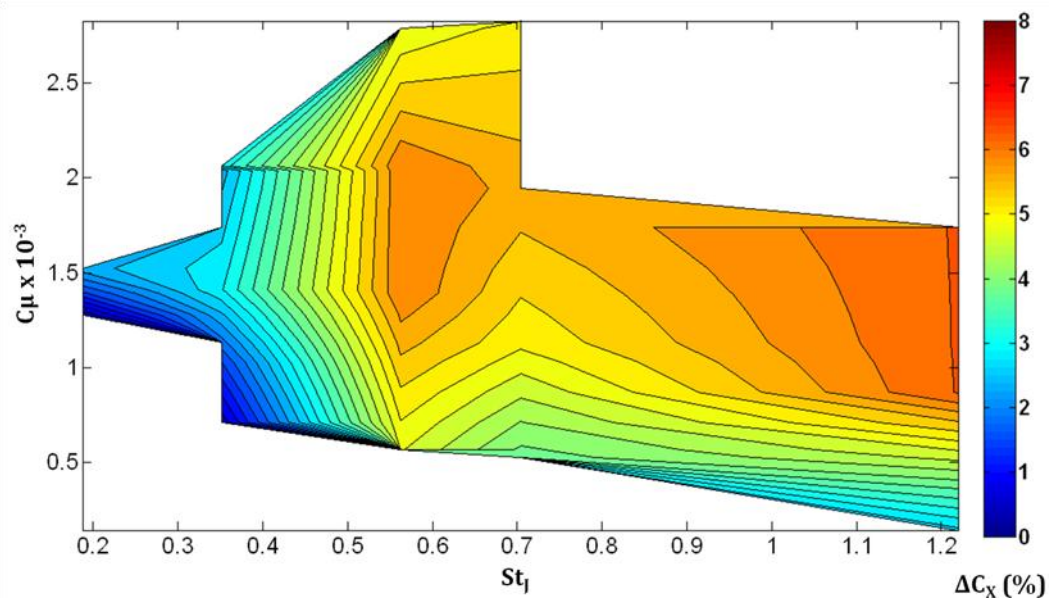


Figure 130 : Réduction de  $C_x$  - fente discontinue lunette ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

Ces premiers résultats concernant les stratégies de contrôle au point de décollement sont intéressants car ils mettent en évidence une sensibilité significative de ce type de contrôle à la fréquence de pulsation de la perturbation fluide injectée sous le décollement. Contrairement à ce que la bibliographie laissait présager, il semblerait donc que la fréquence de forçage soit loin d'être un paramètre secondaire. Il est alors intéressant de tenter de faire le lien entre les zones fréquentielles privilégiées et les fréquences caractéristiques relevées au niveau du décollement (voir Chapitre II, Partie 2.5).

Pour la configuration « fente discontinue », la réduction maximale de la trainée est obtenue pour des fréquences de pulsation élevées ( $St_f \approx 1.25$ ). A 20 m/s, cette fréquence adimensionnelle est alors proche du maximum d'énergie lié aux fluctuations de type Kelvin-Helmholtz dans la couche cisailée au début du décollement. La vorticité longitudinale générée par ce type de contrôle serait donc de nature à pouvoir perturber la couche de cisaillement en agissant dans une gamme de fréquences correspondant à son instabilité naturelle. La nature exacte du phénomène mise en jeu ici nécessiterait cependant une étude plus fine de l'interaction entre le contrôle et l'écoulement. On peut néanmoins faire l'hypothèse que la perturbation tridimensionnelle injectée par le contrôle favorise une désorganisation (« tridimensionnalisation ») de la couche cisailée conduisant à une amélioration du brassage avec l'écoulement extérieur et une diminution du décollement.

Pour le cas de la configuration « fente continu », les meilleurs résultats sont obtenus pour des fréquences adimensionnelles plus faibles entre  $St_f \approx 0.2$  et  $St_f \approx 0.45$ . Il semble donc possible que ce type de contrôle, par injection d'une nappe de vorticité transversale pulsée, soit plus adapté pour perturber l'organisation macroscopique du bulbe décollé. La fréquence optimale se

situant alors entre les fréquences caractéristiques liées au battement du décollement ( $St_U \approx 0.1$  à  $20$  m/s) et l'instabilité de Kelvin-Helmholtz de la couche cisailée (signature large bande comprise entre  $St_U \approx 0.5$  et  $St_U \approx 2$  à  $20$  m/s). Ces résultats sont donc en accord avec les observations de Sigurdson [89], qui a montré que les fréquences de forçage optimales (pour une action sur le bulbe décollé) sont situées entre la fréquence de battement du bulbe et celle des instabilités de Kelvin-Helmholtz. Ici encore, des travaux ciblés supplémentaires seraient nécessaires afin de formellement identifier l'interaction mise en jeu. Les travaux de référence présentés au Chapitre I permettent cependant d'imaginer que les structures transverses injectées favorisent, ici encore, un apport de quantité de mouvement dans la zone décollée par brassage. Les différentes sensibilités fréquentielles relevées pourraient alors découler d'un mécanisme de « Pairing » favorable au contrôle, tel que celui décrit par Duriez et al. [96] à propos du contrôle sur une marche descendante (voir Chapitre I, Partie 3.3).

Il est également intéressant de constater que la configuration « fente continue » nécessite une injection de quantité de mouvement plus faible. La réduction la plus importante ayant été obtenue pour un  $C_\mu$  de  $4 \cdot 10^{-4}$  ( $St_j \approx 0.35$ ) contre des  $C_\mu \geq 0.75 \cdot 10^{-3}$  ( $St_j \approx 1.25$ ) pour la configuration « fente discontinue ».

### 2.3.2. Stratégies de contrôle « amont »

#### 2.3.2.1. Contrôle par fente discontinue

Les graphiques suivant concernent les résultats obtenus dans le cadre des stratégies de contrôle « amont », où l'objectif est de perturber la couche limite en amont du décollement. La Figure 131 présente tout d'abord les résultats obtenus avec les jets distincts produits par la fente discontinue positionnée à  $\Delta X/L_L = -0.45$  en amont de l'arête pavillon / lunette :

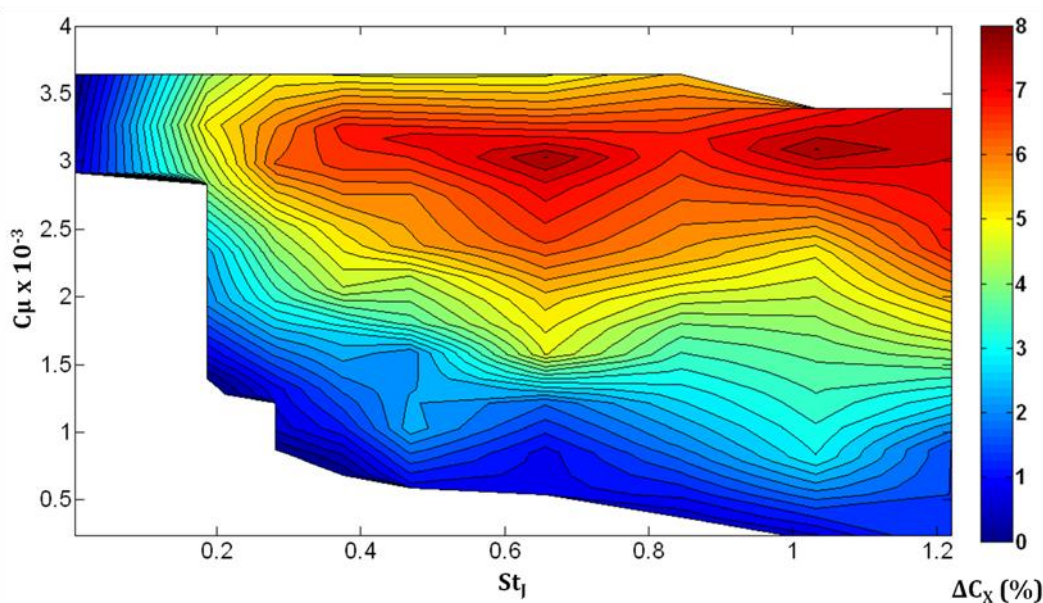


Figure 131 : Réduction de  $C_x$  – fente discontinue pavillon ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

La première remarque qui peut être faite est que, contrairement aux configurations étudiées précédemment, cette configuration de contrôle amont est beaucoup moins sensible à la fréquence de pulsation et que son efficacité dépend fortement de la quantité de mouvement injectée. On observe ainsi que pour  $C_\mu \approx 3 \cdot 10^{-3}$ , la réduction de traînée est supérieure à 6% pour

une large gamme de fréquences ( $0.2 \leq St_j \leq 1.2$ ). Même si la quantité de mouvement semble être le paramètre clé, on observe néanmoins deux maximums locaux sur la Figure 131,  $C_\mu \approx 3 \cdot 10^{-3} / St_j \approx 1.03$  et  $C_\mu \approx 3 \cdot 10^{-3} / St_j \approx 0.66$ , où la réduction de  $C_x$  observée est maximum et proche de 7.8%.

### 2.3.2.2. Contrôle par winglets

Comme pour les stratégies de contrôle au point de décollement, la modification de la forme des buses introduit des changements importants dans le fonctionnement du dispositif de contrôle. La Figure 132 présente ainsi les résultats obtenus en remplaçant la fente discontinue simple par les buses winglets. Les premières constatations sont que la réduction de trainée maximale chute à 6.8% avec un optimum local unique à  $C_\mu \approx 1.8 \cdot 10^{-3}$  et  $St_j \approx 1.13$ , et que le système ne réduit le  $C_x$  de manière vraiment important que pour  $St_j \geq 0.6$ . Cependant, cette configuration n'a pas permis d'atteindre des  $C_\mu$  plus élevés, et le graphique suggère qu'une augmentation de la quantité de mouvement injectée pourrait conduire à des réductions de  $C_x$  plus importantes.

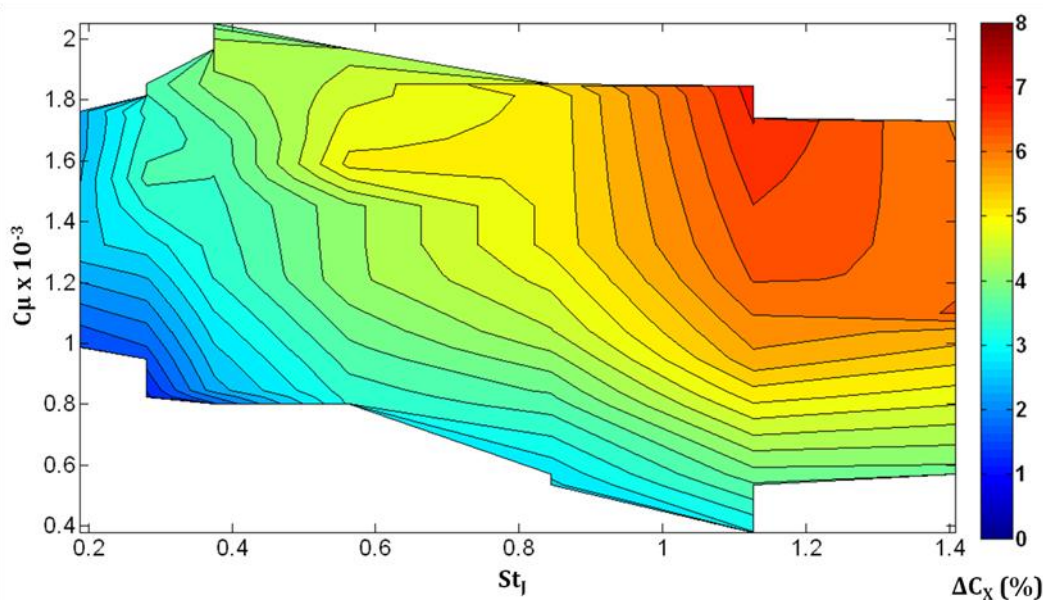


Figure 132 : Réduction de  $C_x$  - winglets pavillon ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

En comparant les résultats obtenus sur ces deux configurations de contrôle « amont » (Figure 131 et Figure 132), il semble néanmoins que l'arrangement des jets en winglets permette un gain en termes d'efficacité. Une réduction de  $C_x$  de 6.8% est ainsi obtenue pour une quantité de mouvement de  $C_\mu \approx 1.8 \cdot 10^{-3}$ , alors qu'elle atteint 7.8% pour la configuration « fente discontinue » mais pour presque 1.5 fois plus de quantité de mouvement injectée ( $C_\mu \approx 3 \cdot 10^{-3}$ ). La zone fréquentielle d'efficacité de la configuration « winglets » est cependant moins étendue que celle de la configuration « fente discontinue ».

L'étude de ces deux stratégies, contrôle « au point de décollement » et contrôle « amont » par perturbation de la couche limite, ont donc permis d'obtenir des résultats intéressants en termes de diminution de la traînée, avec des réductions de  $C_x$  comprises entre 6% et 8% pour toutes les configurations. Elle a également permis de mettre en évidence les sensibilités de chaque configuration testée aux paramètres de forçage. Il est ainsi apparu que l'efficacité du contrôle amont est principalement dépendante de la quantité de mouvement injectée. Une

valeur optimale a ainsi été trouvée autour de  $C_{\mu} \approx 3 \cdot 10^{-3}$  pour la configuration « fente discontinue » qui, dans la présente étude, a donné le meilleur résultat en termes de réduction de  $C_x$ . Pour le cas du contrôle au point de décollement, la fréquence des pulsations s'est révélée un paramètre important pour l'efficacité du dispositif. En s'intéressant aux meilleurs résultats obtenus pour chacune des stratégies de contrôle, il apparaît également que le contrôle au point de décollement requiert beaucoup moins de quantité de mouvement que l'action amont sur la couche limite. La configuration « fente continue » en aval de l'arête permet en effet une réduction de trainée de 7.5% pour le couple  $C_{\mu} \approx 4 \cdot 10^{-4} / St_j \approx 0.35$ . Une réduction équivalente de 7.8% est obtenue avec la configuration fente discontinue en amont de l'arête, mais avec une injection de quantité de mouvement 7.5 fois plus importante.

Cette étude a également permis d'émettre des hypothèses quant à la nature de la perturbation injectée et son interaction avec les instabilités naturelles de l'écoulement. Dans le cas des trois configurations à bases de jets distincts, la perturbation est de type vorticité longitudinale, et une interaction semble se créer majoritairement avec les tourbillons de Kelvin-Helmholtz. A l'opposé, la vorticité transversale injectée via la fente continue permet d'interagir fortement avec une fréquence que l'on suppose liée au phénomène de battement naturel du bulbe décollé.

Afin de relier ces réductions de  $C_x$  aux modifications de l'écoulement, les mesures de pression pariétale ont été exploitt es avec et sans contrôle.

## 2.4. EFFETS SUR LES PRESSIONS PARIETALES

Les pressions pariétales ont été surveillées pour tous les essais de contrôle en quatre points clé des surfaces arrière du corps, grâce aux capteurs de pression instationnaires implantés sur la maquette (voir Chapitre II, Partie 1.3). L'emplacement de ces capteurs est rappelé Figure 133.

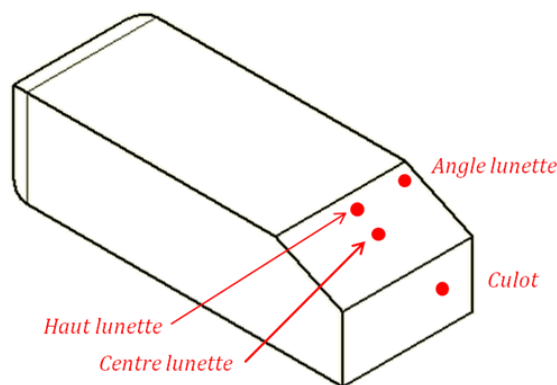


Figure 133 : Positions et dénominations des capteurs de pression

La position des capteurs permet ainsi d'apprécier l'effet du contrôle sur le bulbe décollé (capteurs « haut lunette » et « centre lunette »), sur un tourbillon longitudinal (capteur au niveau de l'angle supérieur de la lunette), et au niveau du culot. Ces mesures ponctuelles ne permettent bien évidemment pas de tirer de conclusions quantitatives. Elles permettent néanmoins d'observer dans quelle zone telle ou telle configuration produit un effet notable. Comme pour les variations de  $C_x$ , les variations de pression sont exprimées en tant que variation de  $C_p$ , avec  $C_{p0}$  le coefficient de pression de référence, et  $C_{pc}$  la valeur contrôlée :



$$\Delta C_p = \frac{C_{pC} - C_{p0}}{C_{p0}} \quad (28)$$

La Figure 134 présente les variations de pression relevées lors de l'utilisation de la configuration fente discontinue pavillon positionnée à  $\Delta X/L_L = -0.45$  en amont de l'arête pavillon / lunette :

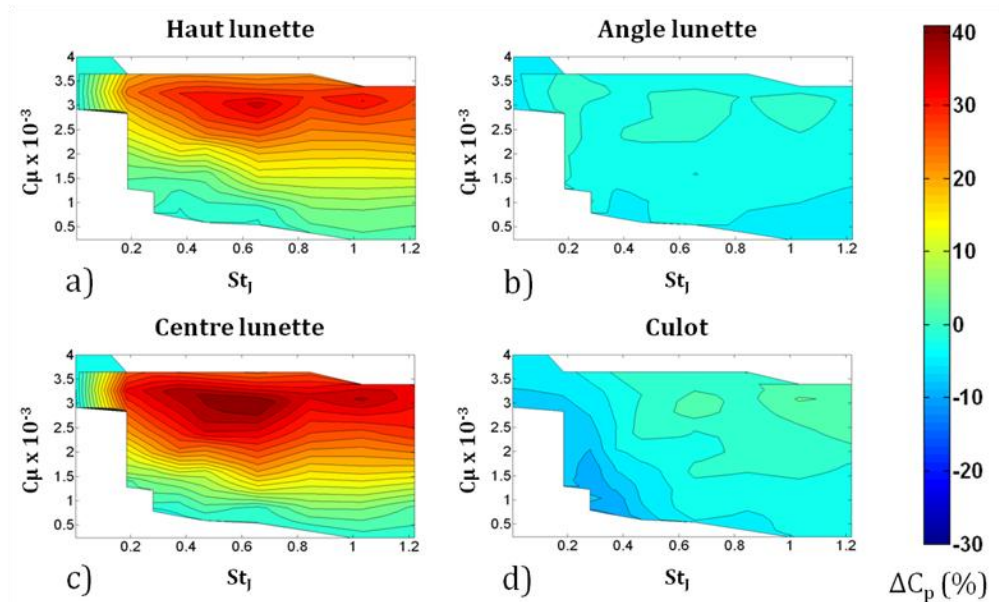


Figure 134 : Variations de pression - fente discontinue pavillon ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

La première constatation, si l'on compare les Figure 134a et Figure 134c avec la Figure 131, est qu'une très forte corrélation existe entre les effets constatés sur la trainée et ceux observés sur la pression au niveau du centre et du haut de la lunette. Les deux optimums locaux déjà mis en évidence sont également retrouvés. Ceci suggère une action forte au niveau du bulbe décollé, et les remontées de pression particulièrement importantes (40%) au niveau du centre de la lunette laissent à penser que la taille de la structure a fortement diminuée. A l'inverse, les pressions au culot (Figure 134d) et dans l'angle de lunette (Figure 134b) semblent moins impactées, avec des variations maximum de l'ordre de 10%. Cet effet moindre sur ces structures peut s'expliquer dans le sens où elles ne sont affectées que par le jeu des interactions entre les différentes structures de l'écoulement, soit de manière moins directe que le bulbe décollé.

La Figure 135 présente les variations de pression enregistrées lors de l'utilisation de la configuration winglets positionnée à  $\Delta X/L_L = -0.45$  en amont de l'arête pavillon / lunette. Encore une fois, la comparaison avec les réductions de  $C_x$  associées (voir Figure 132) met en évidence des évolutions très similaires, avec un effet important pour  $St_j \approx 1.13$ . De fortes augmentations de pression ( $\approx 30\%$ ) sont détectées au niveau du haut et du centre de la lunette, signe d'une réduction de la zone décollée. La comparaison avec la configuration précédente met cependant en évidence que la remontée de pression est moins importante en haut de la lunette, et on peut donc faire l'hypothèse que la bulle de recirculation n'est pas entièrement supprimée. Ceci est d'ailleurs cohérent avec les réductions de  $C_x$  inférieures constatées (6.8% contre 7.8%). Comme précédemment, la pression est également modifiée, mais de manière moins spectaculaires, sur le culot et dans les angles de la lunette.

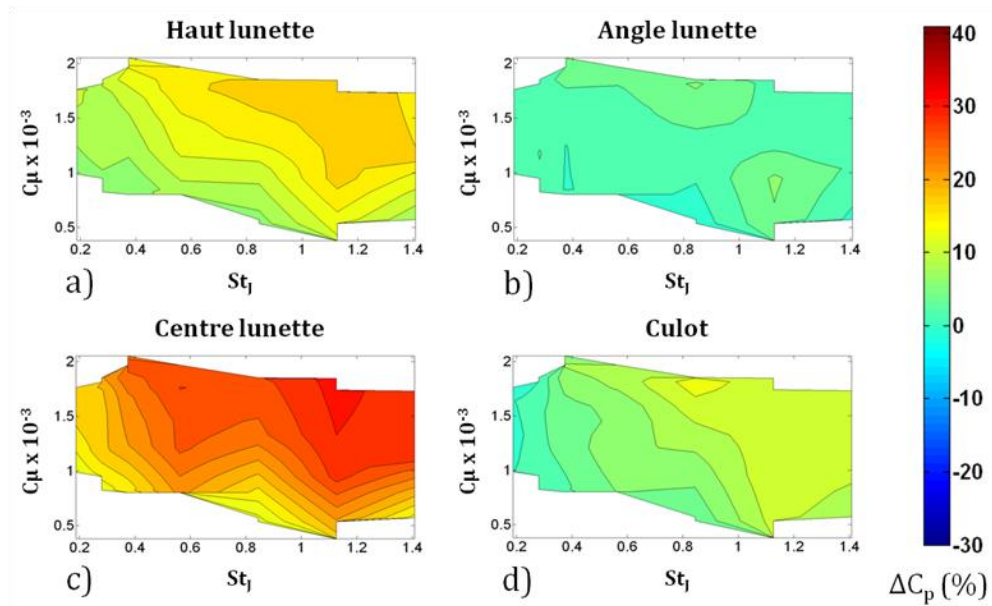


Figure 135 : Variations de pression – winglets pavillon ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

Pour les configurations de contrôle au point de décollement, des modifications sensiblement différentes sont observées. La Figure 136 présente les variations des pressions pariétales relevées avec la fente continue positionnée immédiatement en aval de l'arête. La comparaison avec la Figure 129 permet tout d'abord de retrouver certains points communs avec l'évolution de la trainée, en particulier la bande fréquentielle centrée sur  $St_l \approx 0.56$  qui est très visible au niveau du centre de la lunette et du culot. Curieusement, aucun effet particulier n'est mis en évidence pour  $St_l \approx 0.35$ , alors que cette fréquence est particulièrement sensible sur la trainée. Le mécanisme de réduction de la trainée semble être ici très différent de celui des configurations de contrôle amont, et la remontée de pression est beaucoup moins importante sur la lunette (15% contre jusqu'à 40% précédemment), alors que les performances en termes de réductions de  $C_x$  sont équivalentes pour les deux configurations. Ceci peut être expliqué en observant les modifications de pression au culot, qui ont la même importance relative que celle mesurée sur la lunette (10% - 12% en fonction des points de fonctionnement). La pression du culot étant en effet relativement homogène sur toute cette surface (décollement massif), on peut estimer que la variation mesurée s'applique sur toute la zone. Associée au fait que la pression exercée sur cette surface verticale contribue directement à la trainée, on peut facilement concevoir qu'une variation de pression, même relativement faible, entraîne des effets notables sur le  $C_x$ . Il reste cependant à déterminer pourquoi est-ce que ce type de perturbation impacte autant le culot. Un des scénarios possibles est que le système de contrôle injecte sur la paroi de la lunette des structures très cohérentes qui persistent suffisamment longtemps pour aller perturber la couche cisailée au niveau du culot. Dans le cadre de stratégies de contrôle combiné sur plusieurs structures, ceci s'avérerait très encourageant.

La Figure 137 termine l'examen des variations de pression en présentant les mesures réalisées en utilisant la fente discontinue positionnée immédiatement en aval de l'arête. Ici encore, de fortes ressemblances peuvent être trouvées avec la Figure 130, permettant ainsi de voir de quelle manière cette configuration parvient à réduire la trainée du corps. Son mode d'action est ainsi curieusement proche des stratégies de contrôle amont présentées au début de cette partie, puisque le haut et le centre de la lunette sont particulièrement impactés (jusqu'à

40%), indiquant encore une fois une forte réduction de la zone décollée. Il est cependant intéressant de remarquer que les deux optimums locaux de réduction de trainée ne se retrouvent pas simultanément sur le même capteur de pression : ainsi la Figure 137c met bien évidence une augmentation de pression pour  $St_j \approx 0.55$ , alors que forçage à  $St_j \approx 1.2$  semble produire plus d'effet en haut de la lunette (Figure 137a). Ceci suggère donc que le forçage par fente discontinue au niveau du décollement parvient à interagir fréquemment avec deux mécanismes fluides différents. Il est à noter que le forçage à  $St_j \approx 0.55$  a également des effets positifs sur la pression de culot.

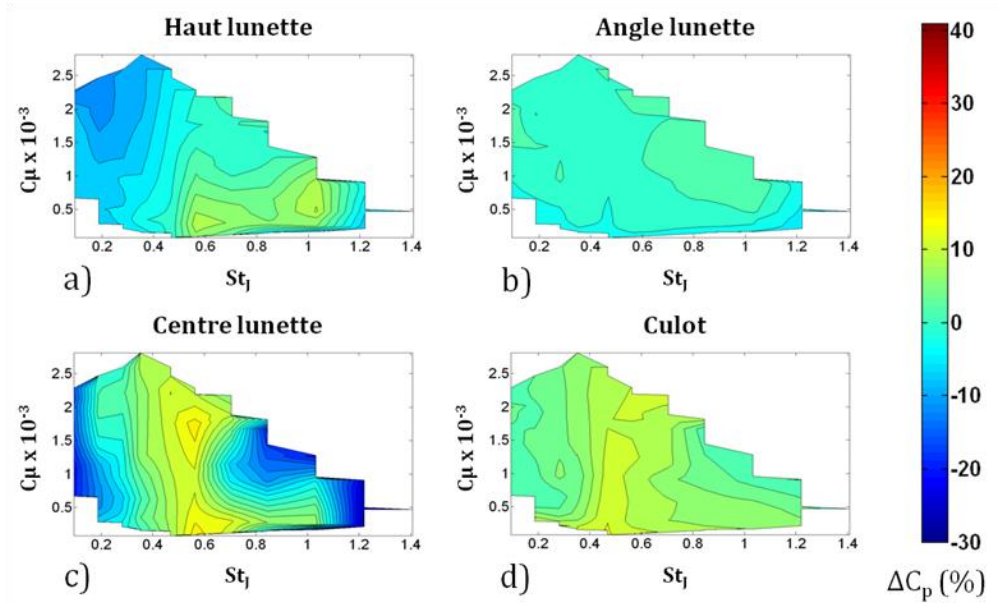


Figure 136 : Variations de pression – fente continue lunette ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

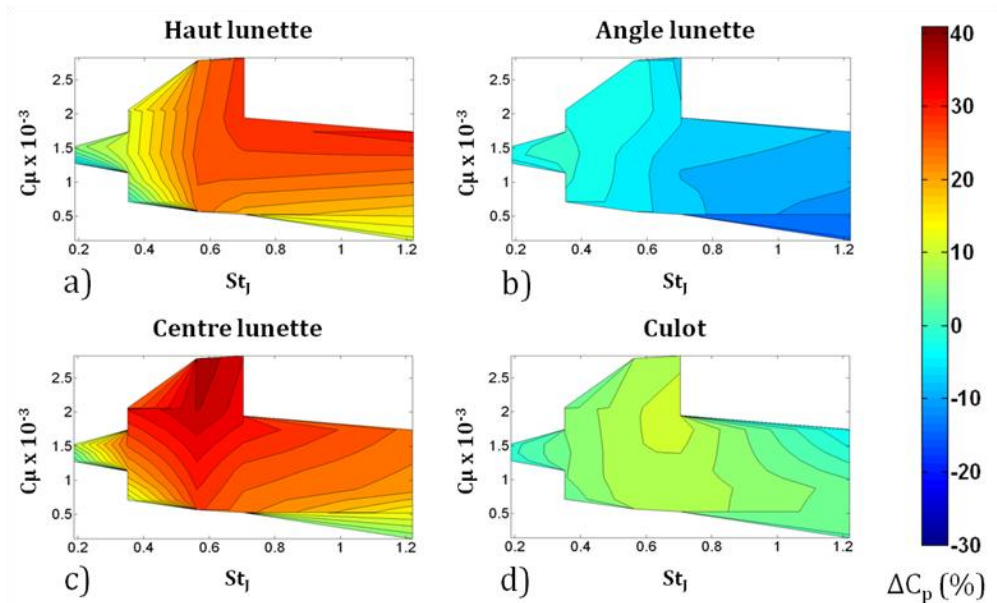


Figure 137 : Variations de pression – fente discontinue lunette ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

## 2.5. BILAN

Les deux stratégies de contrôle envisagées se sont avérées pertinentes, avec des réductions de trainée équivalentes dans le deux cas. Le Tableau 10 répertorie les meilleurs résultats obtenus pour les quatre configurations avec les jeux de paramètres de contrôle associés :

Tableau 10 : Récapitulatifs des résultats de contrôle, maquette Version 1 et électrovannes

Configuration	Réduction de $C_x$	$St_f$	$C_\mu$
Fente discontinue Pavillon	7.8 %	1.03	3.1
Winglets Pavillon	6.8 %	1.13	1.8
Fente continue Lunette	7.5 %	0.35	0.4
Fente discontinue Lunette	6.2 %	1.22	1.7

Cependant, plus que ces valeurs ponctuelles, c'est la sensibilité aux différents paramètres qui est intéressante dans cette première partie de l'étude :

- **Pour les stratégies de contrôle au point de décollement**, la fréquence de forçage apparaît comme un paramètre clé, et certaines valeurs de fréquence permettent de réduire la trainée même pour une très faible quantité de mouvement injectée et donc avec un rendement énergétique intéressant. Dans un contexte industriel, cette stratégie semble donc particulièrement prometteuse.
- **Pour les stratégies de contrôle amont** (perturbation de la couche limite amont), cette sensibilité à la fréquence semble être moins marquée. Des optimums fréquentiels existent, mais dans l'espace des paramètres testés la réduction de trainée semble surtout dépendre de la quantité de mouvement injectée.

La mesure des variations de pression pariétale pour les différentes configurations a permis de mettre en évidence deux types de modifications de l'écoulement. La façon dont l'écoulement est modifié semble fortement conditionnée par le type de perturbation injectée :

- **Avec une injection de vorticité longitudinale** (fente discontinue lunette et pavillon, ainsi que les winglets pavillon), les pressions pariétales révèlent une réduction voir une suppression de la zone de recirculation sur la lunette, avec de forte remontée de pression (jusqu'à 40%) sur le centre et le haut de cette surface. Les autres surfaces sont également impactées, mais dans une moindre mesure.
- **Avec une injection de vorticité transversale** (fente continue), la pression remonte globalement sur toutes les surfaces arrière, mais de manière plus faible (environ 10% – 15%). Ceci suggère une modification globale de l'écoulement à l'arrière du corps, différente de l'action plus locale causée par l'injection de vorticité longitudinale.

Le fait que ces deux types de modification de l'écoulement aboutissent à des diminutions de trainée équivalentes avec des modifications de pression si différentes peut



s'expliquer par le jeu des projections (voir Figure 138). En effet, bien que la dépression sur la lunette soit très importante (en haut de la lunette, la dépression est environ 10 fois plus forte que sur le culot, voir Chapitre I, Partie 2.1), celle-ci ne contribue à la trainée que via une projection suivant un angle de  $25^\circ$  suivant l'axe X. Grossièrement, réduire la dépression de 40% sur cette surface a alors un effet équivalent à la réduire de 15% sur le culot, puisque la pression sur cette surface contribue directement à la trainée.

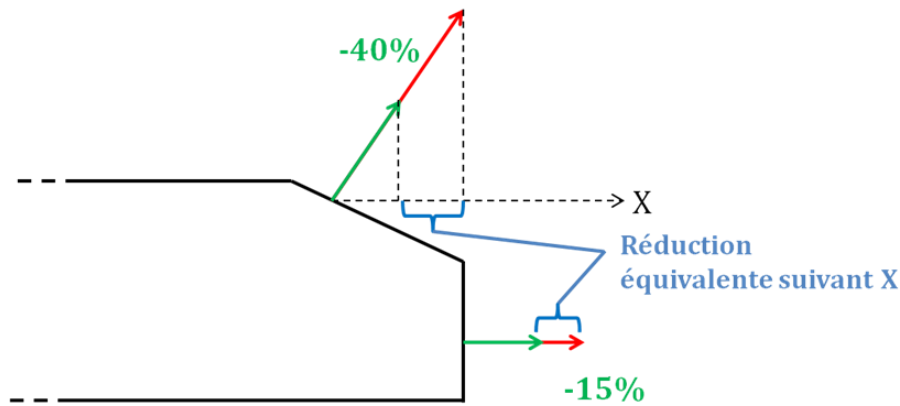


Figure 138 : Schématisation des variations de pression pariétale pour les deux modifications d'écoulement

Dans la suite de cette étude sur le contrôle par électrovannes, une étude paramétrique plus complète va être menée sur la configuration fente discontinue. L'objectif est de déterminer l'influence de la position de soufflage par rapport à la jonction pavillon / lunette, de la modulation spatiale en envergure (en faisant varier le paramètre d'espacement des jets), et enfin du nombre de Reynolds.

## 2.6. ETUDE PARAMETRIQUE : FENTE DISCONTINUE PAVILLON

### 2.6.1. Comparaison maquette Version 1 et Version 2

La deuxième version du montage (voir Partie 1.3.2.1) a servi de support pour cette partie de l'étude, afin de pouvoir faire varier plus finement certains paramètres géométriques. Des différences notables existent cependant entre les deux montages, à commencer par la longueur des fentes (240 mm sur la Version 1 et 355 mm sur la Version 2). Ceci permet d'une part d'atteindre des valeurs de  $C_\mu$  plus importantes en augmentant la surface d'éjection totale, mais également d'agir sur quasiment toute la largeur de la lunette, et donc d'interagir éventuellement avec les tourbillons longitudinaux. Les alimentations électriques et pneumatiques ont également été retravaillées, ce qui permet d'augmenter les valeurs maximum de  $C_\mu$  et de  $St_j$ . Afin de mettre en évidence les différences de performances entre les deux montages, la Figure 139 présente les réductions de  $C_x$  obtenues avec les deux maquettes pour la même configuration de contrôle (fente discontinue pavillon située à  $\Delta X/L_L = -0.45$ ). La réduction de trainée  $\Delta C_x$  est calculée de la même façon que précédemment.

La comparaison entre les deux graphiques de la Figure 139 met tout d'abord en évidence les possibilités beaucoup plus importantes de la maquette Version 2 en termes de domaine exploratoire, avec des plages de  $C_\mu$  et de  $St_j$  beaucoup plus étendues. Comme précédemment pour cette configuration, le paramètre clé semble toujours être la quantité de mouvement injectée, bien qu'un certain nombre d'optimums locaux apparaissent de manière plus marquée

et à des valeurs différentes de celles observées précédemment ( $St_j \approx 0.75$  et  $St_j \approx 0.94$  sur la Figure 139b). Les performances en termes de réductions de  $C_x$  sont globalement en hausse, avec des réductions d'environ 9.4% (Version 2) contre 7.8% précédemment (Version 1). Compte tenu de la sensibilité de cette configuration par rapport au  $C_\mu$ , cette amélioration brute des performances peut sans doute être reliée à l'augmentation de la quantité de mouvement injectée.

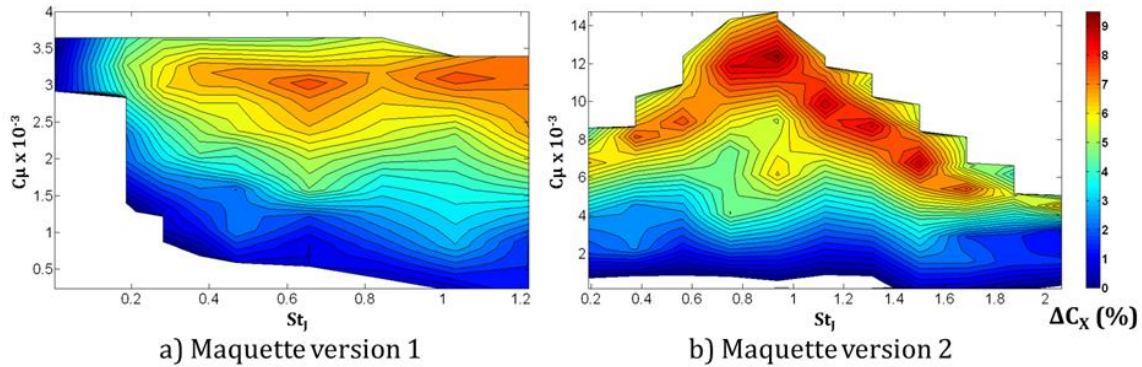


Figure 139 : Comparaison des résultats, maquette Version 1 et Version 2 : configuration fente discontinue pavillon ( $\Delta X/L_L = -0.45$ ,  $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

Cependant, la comparaison à  $C_\mu$  et  $St_j$  équivalent, par exemple à  $C_\mu \approx 3 \cdot 10^{-3}$  et  $St_j \approx 0.66$ , montre que la Version 1 de la maquette semble plus efficace, avec une réduction de trainée de 7.8% (Version 1) contre 3.1% (Version 2). Cette constatation rejoint certains travaux effectués par Aider et al. [23]. Ils observent en effet, sur un corps de Ahmed modifié, que le contrôle par une ligne de générateurs de vortex est plus efficace si cette ligne couvre uniquement une portion centrale de la maquette et non toute son envergure.

## 2.6.2. Position des jets

La maquette Version 2 a donc permis de tester plusieurs positions en amont du décollement. Le détail des différents emplacements peut être trouvé sur la Figure 140. Pour chacune de ces trois positions, plusieurs couples  $C_\mu / St_j$  ont été testés et les réductions de  $C_x$  correspondantes ont été calculées. Les résultats sont présentées Figure 141.

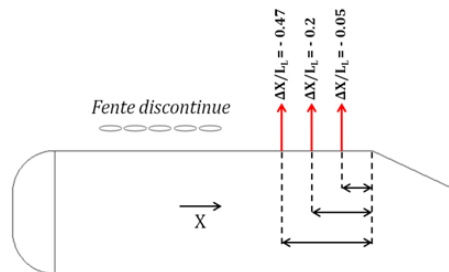


Figure 140 : Positions de soufflage - fente discontinue - maquette Version 2

Ces résultats permettent tout d'abord d'observer que l'efficacité du contrôle croît lorsque le soufflage est effectué plus près de l'arête, donc plus près du point de décollement : la réduction maximum passe en effet de 9.4% à 12.5% lorsque la position du contrôle est changée

de  $\Delta X/L_L = -0.47$  à  $\Delta X/L_L = -0.05$ . Cette augmentation de la réduction de trainée au fur et à mesure que l'on s'approche de la jonction pavillon / lunette est cohérente avec d'autres études par contrôle actif comme celle de Leclerc [43]. Cependant, elle met également en évidence une différence importante avec les techniques de contrôle par générateurs de vortex passifs où une certaine distance doit exister entre les actionneurs et le point décollement afin de laisser le temps à l'action de contrôle de se mettre en place (voir Duriez et al. [128] et Pujals et al. [103]).

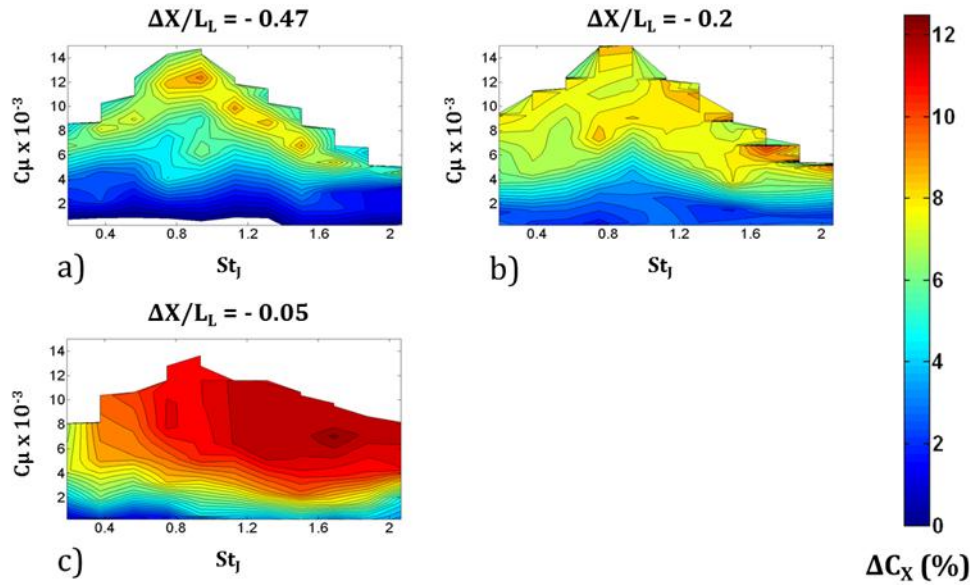


Figure 141 : Réduction de  $C_x$  en fonction de la position des jets - fente discontinue ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

### 2.6.3. Modulation spatiale du forçage

Dans le but d'effectuer un rapprochement avec les travaux de Pujals et al. [103] et Duriez et al. [128], l'effet de la modulation spatiale en envergure a été étudié en faisant varier le paramètre de l'espacement des jets, noté  $\lambda$ . Afin de faire varier ce paramètre, un certain nombre d'orifices de la fente discontinue ont été successivement bouchés comme le montre la Figure 142. Ainsi,  $\lambda = 4$  mm pour la fente discontinue non modifiée, en accord avec la cotation de la Figure 116. Deux configurations supplémentaires ont pu être testées, en multipliant par deux puis par quatre l'écart entre deux orifices.

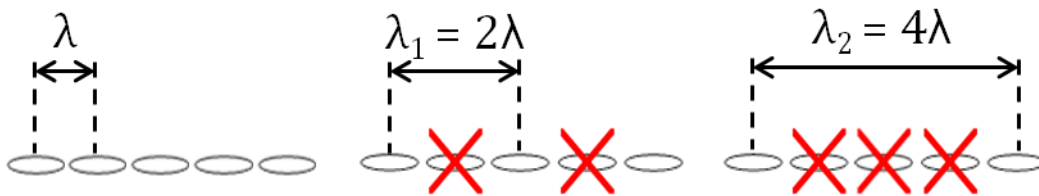


Figure 142 : Méthode de variation de l'espacement des jets

Comme pour tous les cas précédents, une étude paramétrique en  $C_\mu$  et  $St_j$  a été réalisée pour chacune de ces configurations positionnées à  $\Delta X/L_L = -0.47$  en amont de l'arête pavillon / lunette. Les réductions de  $C_x$  mesurées dans chacun des cas sont présentées Figure 143.

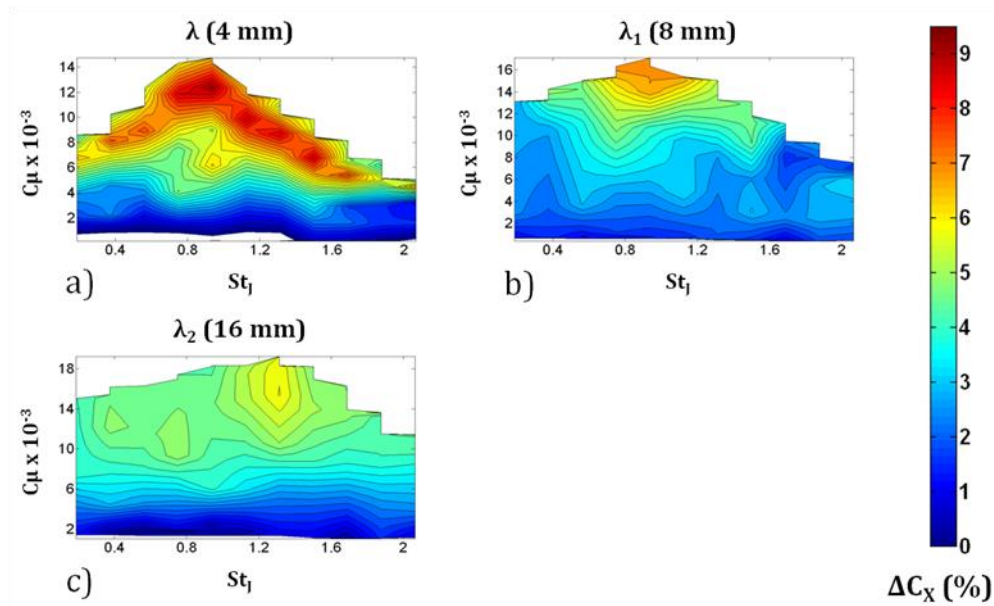


Figure 143 : Réduction de  $C_x$  en fonction de l'espacement des jets - fente discontinue ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

La première constatation est que l'efficacité du contrôle diminue au fur et à mesure que l'espacement entre les jets augmente, avec  $\Delta C_x = 7.1\%$  et  $\Delta C_x = 6.1\%$  pour  $2\lambda$  et  $4\lambda$  contre  $\Delta C_x = 9.4\%$  avec l'espacement initial  $\lambda$ . On constate également que différents optimums fréquentiels existent pour les différentes configurations ( $St_j \approx 0.8 - 0.9$  pour  $2\lambda$ , et  $St_j \approx 1.4$  pour  $4\lambda$ ).

Il est ici intéressant de constater que ces résultats sont en oppositions avec ceux de Pujals et al. [103]. En effet, si l'on introduit le paramètre  $d/\lambda$ , avec  $d$  la longueur d'un orifice de soufflage, les résultats qu'il obtient grâce à des générateurs de vortex passifs indiquent que l'effet est optimal pour  $d/\lambda = 4 - 5$ . Dans la présente étude, on voit plutôt que lorsque que l'on se rapproche de cette valeur ( $d/\lambda = 6.5$  pour  $\lambda_2$ ), l'efficacité du contrôle diminue. Il semble donc que les mécanismes mis en jeu ici soient différents. En effet, Pujals et al. [103] indique que l'effet de son dispositif est dû à la génération d'une modulation spatiale cohérente sur une grande distance entre la position du contrôle et le décollement. Il semble donc que l'aspect pulsé du dispositif par électrovannes ne permettent pas d'utiliser un effet similaire, et qu'une comparaison avec un système de soufflage continu aurait été plus pertinente.

#### 2.6.4. Effet du nombre de Reynolds

Pour terminer l'étude de la configuration fente discontinue pavillon, l'efficacité du contrôle a été mesurée à des nombres de Reynolds différents. La Figure 144 présente ainsi les réductions de  $C_x$  constatées avec le dispositif positionné à  $\Delta X/L_L = -0.47$  en amont de l'arête pavillon / lunette pour trois vitesses  $U_0$  différentes : 15 m/s ( $Re = 1.1 \cdot 10^6$ ), 20 m/s ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ) et 30 m/s ( $Re = 2.1 \cdot 10^6$ ).

La comparaison des trois graphiques de la Figure 144 permet tout d'abord de voir que la sensibilité du contrôle aux paramètres de forçage  $C_\mu$  et  $St_j$  n'évolue pas autres mesures avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Comme précédent, les réductions de  $C_x$  augmentent avec le  $C_\mu$  pour une large plage de fréquences, avec un certain nombre d'optimums locaux pour certaines valeurs de  $St_j$  particulières, différente en fonction du nombre de Reynolds.

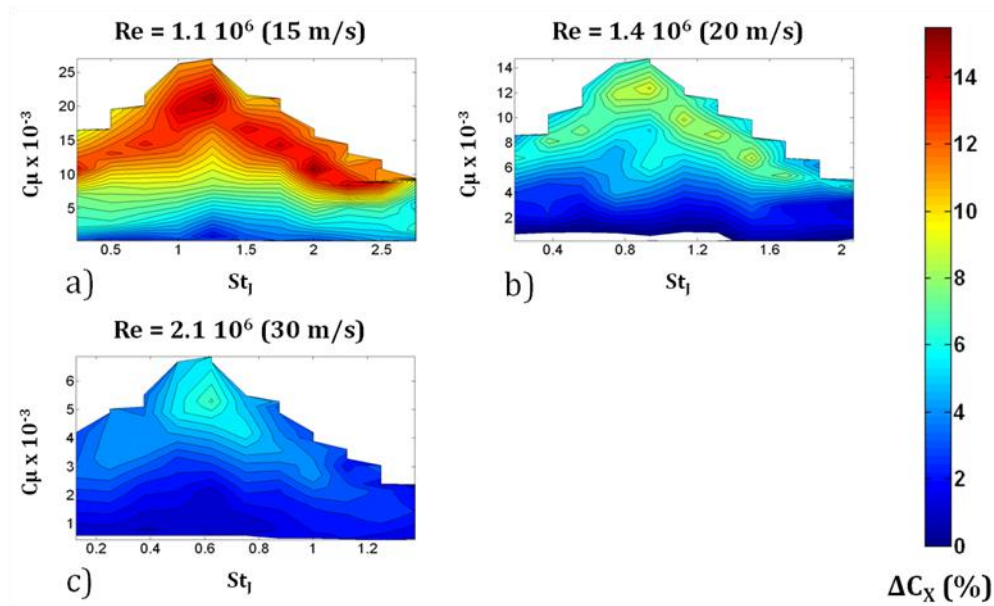


Figure 144 : Réduction de  $C_x$  en fonction du nombre de Reynolds - fente discontinue

Une comparaison de l'efficacité à Reynolds équivalent peut être faite en prenant un jeu de paramètres existant dans les trois configurations, par exemple  $C_\mu \approx 5 \cdot 10^{-3}$  et  $St_j \approx 0.6$ . Pour ce point particulier, les réductions de traînée sont respectivement de 7.5% pour  $Re = 1.1 \cdot 10^6$ , 4% pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et 7% pour  $Re = 2.1 \cdot 10^6$ . Cette évolution de l'efficacité du contrôle est plutôt surprenante et reste pour le moment inexpliquée. En effet, il a été observé au Chapitre II que la bulle de recirculation sur la lunette diminue avec le nombre de Reynolds, et que par conséquent sa contribution à la traînée également. L'efficacité du contrôle devrait donc logiquement baisser avec l'augmentation du nombre de Reynolds, mais ce n'est pas le cas ici. Une analyse plus poussée de l'écoulement contrôlé pour différent nombre de Reynolds pourrait permettre d'expliquer ceci.

### 2.6.5. Bilan

Cette étude approfondie de la configuration fente discontinue pavillon a tout d'abord permis de mettre en évidence l'effet de deux autres paramètres géométriques supplémentaires :

- **Position du contrôle** : le contrôle est de plus en plus efficace au fur et à mesure qu'il est effectué proche du décollement. Ces considérations sont en accord avec plusieurs autres études, notamment celle de Leclerc [43].
- **Modulation spatiale des jets** : trop espacer les jets diminue les performances du contrôle.
- **Effet du nombre de Reynolds** : la variation du nombre de Reynolds ne semble pas changer outre mesure la sensibilité du contrôle aux différents paramètres. Les performances en termes de réductions de  $C_x$  varient par contre de manière inexpliquée avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

Si la sensibilité de la configuration « fente discontinue » aux différents paramètres de contrôle a été précisée, les effets exacts du contrôle sur l'écoulement sont par contre toujours incertains. Les mesures ponctuelles de pression présentées plus tôt suggèrent une réduction ou une suppression du bulbe décollé présent sur la lunette. La partie suivante se propose d'analyser



globalement le sillage pour mettre en évidence les différentes modifications provoquées par le contrôle et identifier les sources de la réduction de trainée observée.

## 2.7. MODIFICATIONS DE L'ÉCOULEMENT

Afin de préciser les modifications de l'écoulement mises en jeu lorsque la configuration fente discontinue pavillon parvient à réduire la trainée, des champs de tomographie moyens et fluctuants ont été réalisés dans le sillage. La couche de cisaillement a ensuite été analysée avec et sans contrôle au niveau de la lunette dans le but de mieux cerner les modifications apportées au bulbe décollé.

### 2.7.1. Influence sur le sillage global

En suivant le même protocole que celui décrit au Chapitre II (Partie 2.3.2), différents plans de tomographie avec et sans contrôle ont été réalisés. Le nombre de Reynolds est toujours fixé à  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (soit  $U_0 = 20$  m/s), et les caractéristiques du plan de mesure sont les mêmes que précédemment (voir Figure 87). La Figure 145 présente ainsi, de gauche à droite, un plan de tomographie de référence, le même plan en configuration contrôlée, et la différence entre ces deux plans afin de localiser précisément les modifications apportées par le contrôle. Le cas contrôlé a été réalisé avec le soufflage positionné à  $\Delta X/L_L = -0.45$  en amont de l'arête, et en utilisant les meilleurs paramètres de contrôle pour cette position, à savoir  $St_j = 0.94$  et  $C_{\mu} = 12.4 \cdot 10^{-3}$  d'après la Figure 143a.

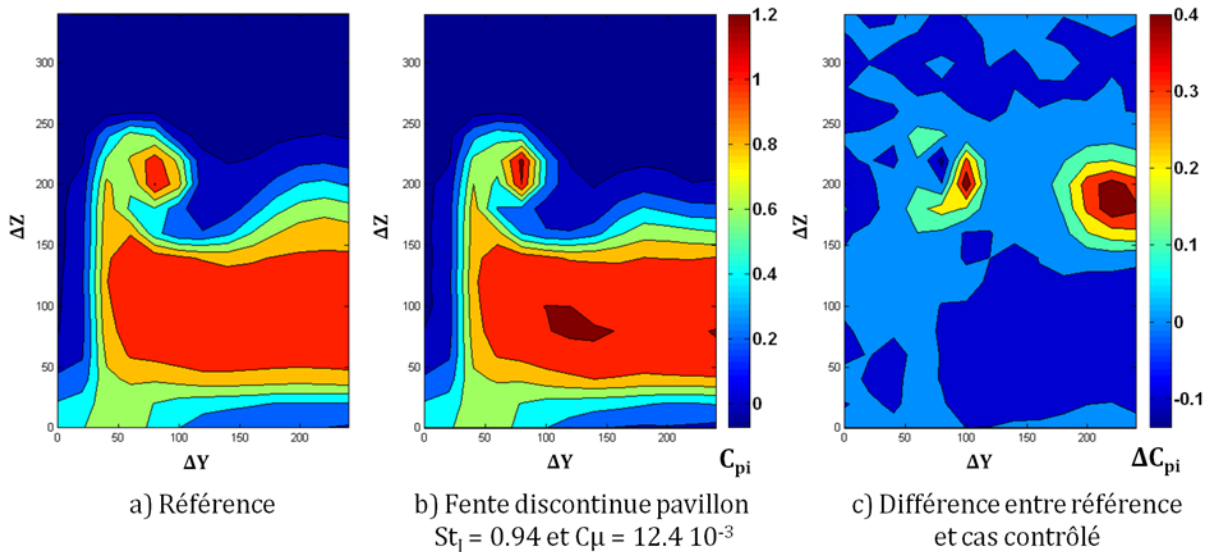


Figure 145 : Modification de l'écoulement moyen : configuration de référence (gauche), écoulement contrôlé (centre) et différence entre les deux (droite) -  $Re = 1.4 \cdot 10^6$

La comparaison des Figure 145a et Figure 145b met clairement en évidence les effets du contrôle sur la signature du décollement et du tourbillon longitudinal dans le plan ausculté. On observe en effet une diminution nette de la trace du décollement ( $150 \text{ mm} \leq \Delta Y \leq 250 \text{ mm}$  et  $150 \text{ mm} \leq \Delta Z \leq 250$ ), caractérisée par une augmentation du gradient de vitesse proche de la paroi. Ces résultats, confirmés par la Figure 145c, indiquent une réduction très nette du décollement dans le cas contrôlé. La trace du tourbillon longitudinal est également modifiée ( $75 \text{ mm} \leq \Delta Y \leq 100 \text{ mm}$  et  $175 \text{ mm} \leq \Delta Z \leq 200 \text{ mm}$ ). Elle est plus réduite dans le cas contrôlé, les

gradients de  $C_{pi}$  mesurés sont également plus importants et on observe une augmentation de la perte de pression totale au cœur du tourbillon dont la position n'a pas bougé significativement.

Cet impact du contrôle sur les structures tourbillonnaires longitudinales est cohérent avec les résultats bibliographiques exposés au Chapitre I. Ceux-ci ont en effet montré que la suppression du bulbe permet aux tourbillons longitudinaux d'adopter une forme plus structurée, c'est-à-dire plus concentrée mais de taille plus réduite.

On observe également une augmentation des pertes de pression d'arrêt dans la zone de culot ( $100 \text{ mm} \leq \Delta Y \leq 150 \text{ mm}$  et  $50 \text{ mm} \leq \Delta Z \leq 100 \text{ mm}$ ). Les résultats bibliographiques mettent en évidence que la suppression du bulbe décollé symétrise les structures de culot, et donc modifie la position des cœurs des cellules tourbillonnaires. On peut donc faire l'hypothèse que le contrôle a effectivement éloigné le cœur de la cellule tourbillonnaire supérieure du culot, mais l'a rapproché du plan de mesure, produisant ainsi une augmentation des pertes dans le plan de tomographie balayé.

Les plans de tomographie associés aux valeurs RMS du coefficient de pression totale  $C_{pi}$  sont reportés Figure 146 pour le cas de référence et le cas contrôlé. Ces résultats confirment les précédents : il apparaît en effet que l'application du contrôle a fortement diminué les fluctuations de vitesse dans la zone du bulbe décollé. Thacker [44] a observé une modification similaire de l'écoulement en supprimant le bulbe décollé via un changement géométrique de la maquette. Les fluctuations dans la zone du tourbillon longitudinale sont également réduites dans le cas contrôlé, ce qui suppose une interaction dynamique plus faible avec le décollement. L'activité instationnaire diminue également au niveau de l'écoulement provenant du soubassement.

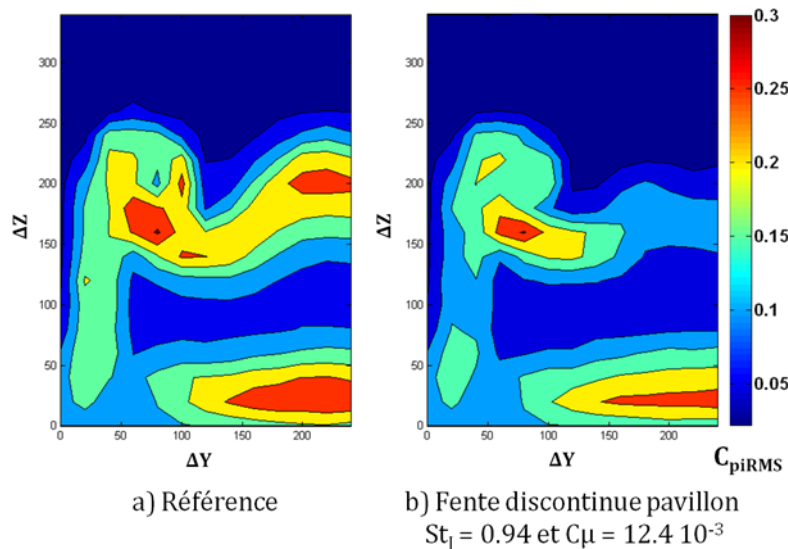


Figure 146 : Modification des fluctuations de pertes de pression d'arrêt dans l'écoulement moyen : configuration de référence (gauche) et écoulement contrôlé (droite) -  $Re = 1.4 \cdot 10^6$

### 2.7.2. Effets sur la couche cisailée

Afin de préciser les effets du contrôle sur le bulbe décollé, des investigations plus détaillées ont été effectuées au niveau de la couche cisailée. Celle-ci a été caractérisée avec et sans contrôle en utilisant la sonde de Kiel instationnaire. Des profils de coefficient de pertes de

pression totale ont été réalisés en diverses positions sur la lunette (voir Figure 147), dans le plan médian de la maquette ( $Y = 0$ ). Chacun de ces profils est composé de huit points de mesure espacés de 6 à 12 mm en fonction de la position. L'acquisition a été effectuée sur 10 s avec une fréquence d'échantillonnage de 4096 Hz. La configuration de contrôle est la même que précédemment : fente discontinue localisée à  $\Delta X/L_L = -0.45$  en amont de l'arête avec comme paramètres  $C_\mu = 12.4 \cdot 10^{-3}$  et  $St_f = 0.94$ .

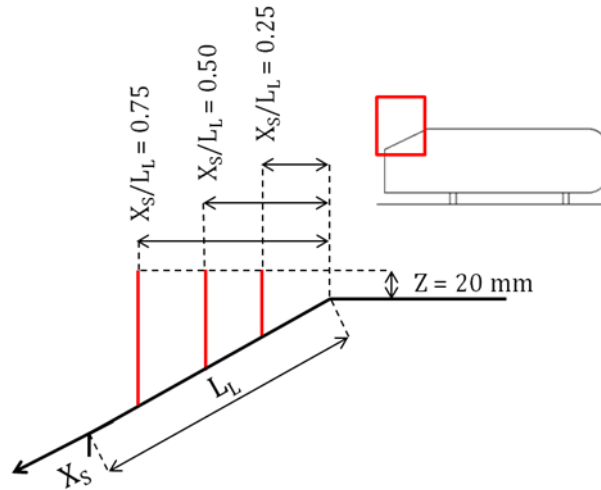


Figure 147 : Positions de mesure des couches cisillées avec et sans contrôle

La Figure 148 présente tout d'abord les distributions du coefficient moyen de pertes de pression totale relevées pour ces trois positions, sur toute la hauteur des profils. Les résultats sont présentés sous la forme  $1 - C_{pi}$  afin de faciliter leur lecture ( $1 - C_{pi} = 1$  signifie une absence de pertes, et celles-ci augmentent alors au fur et à mesure que  $1 - C_{pi}$  diminue). L'examen des différentes courbes rouges du cas de référence permet tout d'abord de retrouver la présence de la bulle de décollement : les pertes de pression totale augmentent en effet très rapidement une fois dépassé l'axe  $Z = 0$  mm, et arrivent à des valeurs nulles ou négatives. L'effet du contrôle est alors directement visible sur l'ensemble des courbes bleues : les valeurs ne changent pas pour  $Z > 0$ , mais une fois l'axe du pavillon dépassé, les pertes de pression sont fortement diminuées et les zones à valeurs nulles ou négatives disparaissent. Ceci appuie donc les observations précédentes, et permet de constater directement la disparition du bulbe décollé grâce à l'action de contrôle.

L'examen des profils de  $C_{piRMS}$  correspondant (voir Figure 149) est également intéressant, et permet de mieux saisir le mode d'action du contrôle. Sans contrôle, les résultats sont cohérents avec la présence de la bulle décollée, avec des fluctuations qui croissent fortement une fois l'aplomb du pavillon dépassé. L'application du contrôle va avoir pour effet de réduire fortement ces variations pour  $Z < 0$  mm (ce qui confirme la suppression du bulbe, en accord avec la Figure 146), mais également de les augmenter dans l'écoulement extérieur ( $Z > 0$  mm). Cette augmentation des perturbations dans l'écoulement extérieur est très certainement imputable au contrôle, et le fait qu'elles se retrouvent sur toute la hauteur explorée semble indiquer que l'action de contrôle se diffuse dans toute cette zone et pilote complètement l'organisation de l'écoulement.



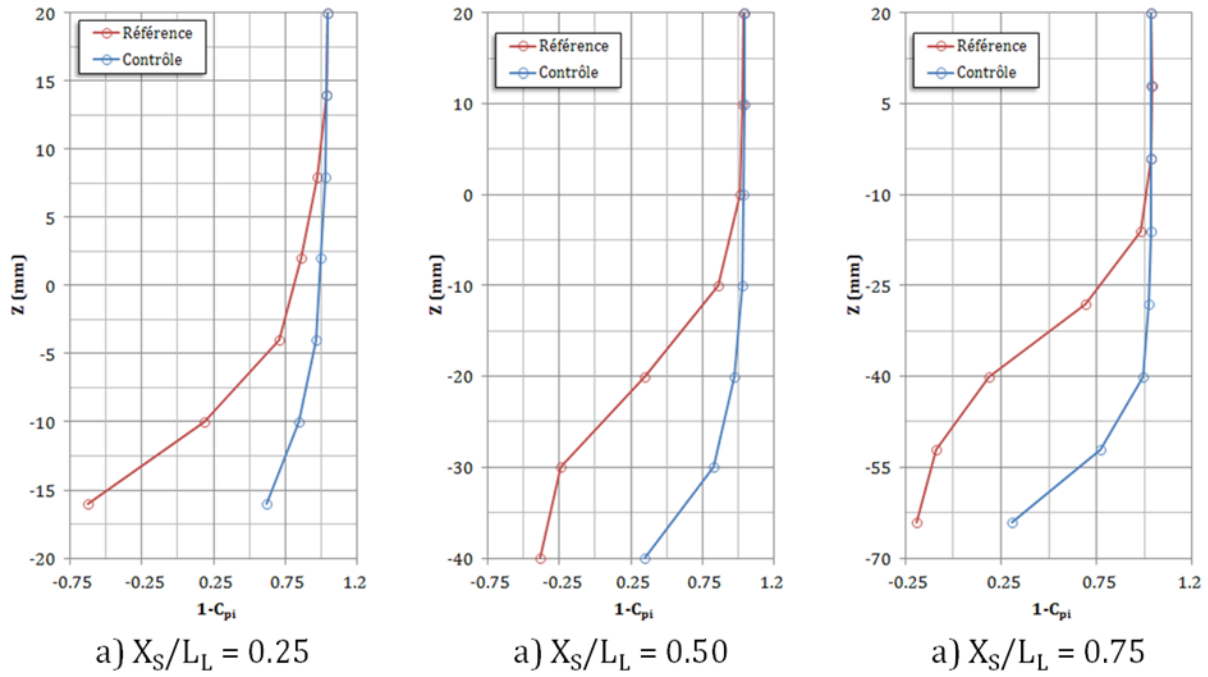


Figure 148 : Profils de pertes de pression totale ( $1-C_{pi}$ ) avec et sans contrôle au-dessus de la lunette pour trois positions -  $Re = 1.4 \cdot 10^6$

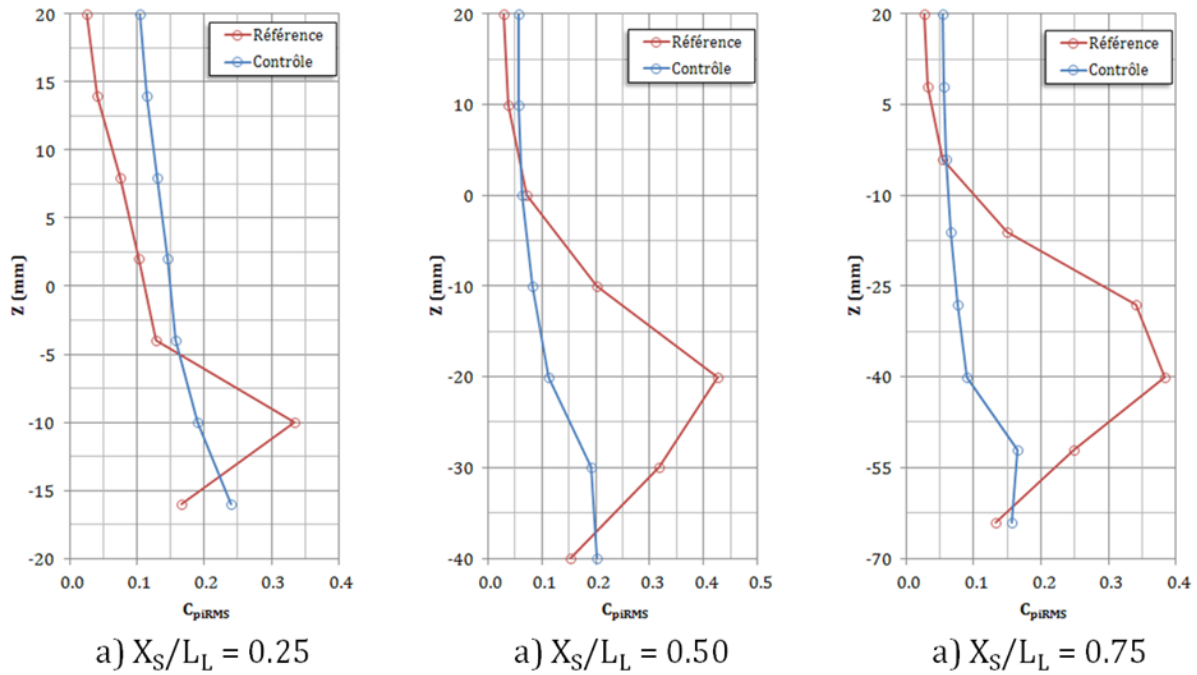


Figure 149 : Profils de turbulence avec et sans contrôle au-dessus de la lunette pour trois positions -  $Re = 1.4 \cdot 10^6$

L'analyse spectrale de ces fluctuations, présentée Figure 150, confirme cette dernière hypothèse. Ces résultats correspondent aux spectres obtenus à la position  $X_s/L_L = 0.75$  pour  $Z = -40$  mm. Ce point a été choisi car c'est ici que la différence de turbulence est la plus importante. La comparaison des spectres avec et sans contrôle met d'abord en évidence l'apparition de pics harmoniques très énergétiques à la fréquence du contrôle. Cette organisation fréquentielle suggère que le contrôle domine et réorganise complètement l'écoulement. A plus basses

fréquences, le contrôle diminue l'amplitude d'une large bosse dont le point culminant semble être  $St_U \approx 0.07$ . Cette valeur est proche de la valeur  $St_U \approx 0.1$  mise en évidence au Chapitre II et désignée comme une fréquence caractéristique du bulbe décollé. Cette baisse d'activité basses fréquences peut donc être considérée comme une preuve supplémentaire d'une réduction et d'une suppression de la bulle de la recirculation.

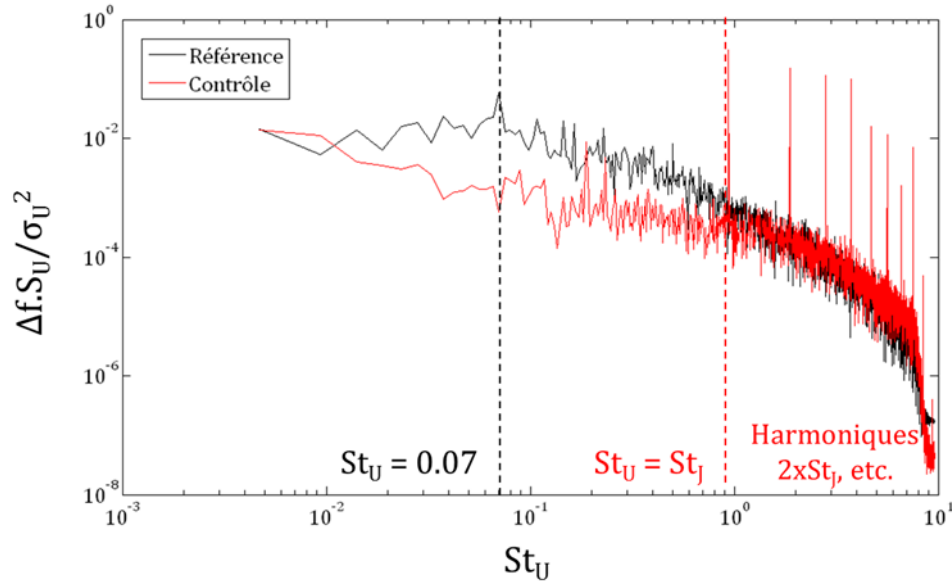


Figure 150 : Densité spectrale de puissance normalisée et adimensionnée de la vitesse ( $X_S/L_L = 0.75$ ,  $Z = -40$  mm et  $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

Les différentes investigations menées avec le système électrovannes ont donc permis de démontrer l'efficacité du contrôle par jets pulsés sur l'écoulement fortement tridimensionnel à l'arrière du corps de Ahmed. La sensibilité aux différents paramètres de contrôle a également été étudiée, de même que les effets sur le sillage afin de comprendre le mode de fonctionnement de ce type de contrôle. Dans la suite de cette étude, les résultats obtenus avec le système MEMS vont être présentés afin de voir si le contrôle par micro-jets permet de retrouver des résultats équivalents.

### 3. CONTROLE PAR MEMS

Cette partie va présenter les différents résultats de contrôle obtenus à l'aide des actionneurs MEMS. Ces actionneurs étant des prototypes encore non évalués, leur caractérisation hors soufflerie a fait l'objet de toutes les attentions. Leur réponse en pression et en fréquence a été mesurée, de même que les performances de l'ensemble du boîtier. Les effets observés sur la trainée sont ensuite détaillés, ainsi que les différentes modifications constatées sur le sillage.

#### 3.1. CARACTERISATION DES ACTIONNEURS MEMS

De la même manière que pour les rampes d'électrovannes, les barrettes d'actionneurs MEMS ont d'abord été testées hors écoulement afin de s'assurer de leur bon fonctionnement et de leur performance. C'est d'ailleurs lors de ces essais que des dysfonctionnements du boîtier contenant les MEMS divergents ont été constatés. Les résultats suivant concernent donc exclusivement les MEMS convergents. Ces actionneurs ont été caractérisés en examinant successivement leur réponse en pression et en fréquence, l'homogénéité de fonctionnement sur la largeur du boîtier, et l'allure temporelle et spectrale des signaux de mesure de vitesse en sortie d'actionneur. Ces mesures ont été effectuées en utilisant une sonde à fil chaud. Les résultats présentés sont issus d'un traitement pour un temps d'acquisition de 5 s et une fréquence d'échantillonnage de 4096 Hz.

##### 3.1.1. Réponse en pression et en fréquence

On s'intéresse ici au comportement d'un actionneur isolé dans la barrette d'actionneurs MEMS en configuration convergent, en fonction de la pression et de la fréquence d'alimentation. Les mesures de vitesse ont été réalisées à 1 mm au-dessus de l'orifice de sortie de l'actionneur. Les pressions testées sont choisies dans la plage de fonctionnement préconisée par le constructeur, entre 50 mbar et 100 mbar. Lors de la réalisation de ces essais, il s'est avéré que le comportement des MEMS change significativement en fonction de la fréquence à laquelle les variations de pression sont réalisées : la Figure 151 présente ainsi les résultats obtenus pour trois fréquences fixes représentatives des différentes situations rencontrées.

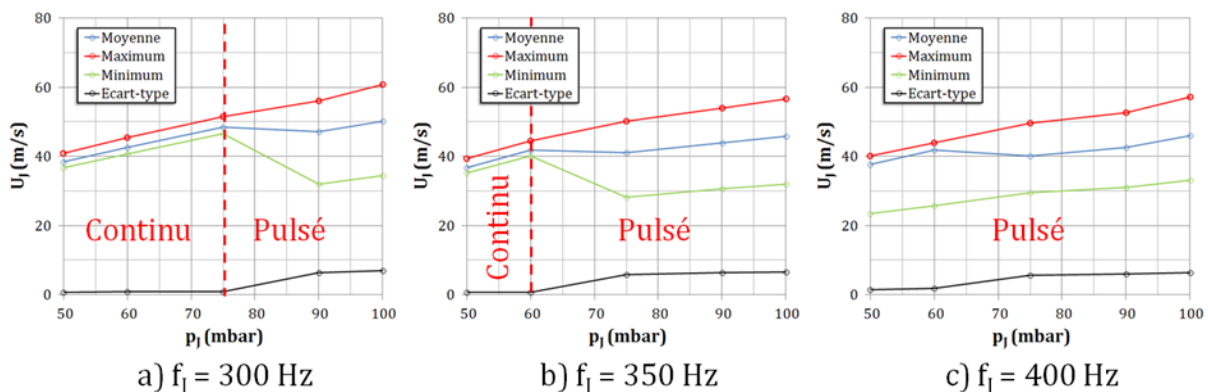


Figure 151 : Evolution de  $U_j$  en fonction de  $p_j$  pour  $f_j = 300$  Hz,  $f_j = 350$  Hz et  $f_j = 400$  Hz - MEMS convergents

A 300 Hz (Figure 151a) et à 350 Hz (Figure 151b), on constate qu'un certain niveau de pression est nécessaire pour assurer la pulsation du jet. En effet, en dessous de 75 mbar à 300

Hz, et de 60 mbar à 350 Hz, les vitesses minimales, maximales et moyennes sont égales, et l'écart type est nul, ce qui est caractéristique d'un écoulement continu. Ceci laisse penser que les MEMS sont plus ou moins bloqués en position ouverte, et laissent donc passer l'air comprimé sans provoquer d'écoulement pulsé. A 400 Hz (Figure 151c), le régime de fonctionnement continu semble avoir disparu, même si les écarts-type mesurés aux faibles pressions (50 et 60 mbar) restent très faibles.

En étudiant les variations de la vitesse de jet  $U_j$  en fonction de la fréquence pour plusieurs valeurs de pression, un comportement similaire est observé (voir Figure 152).

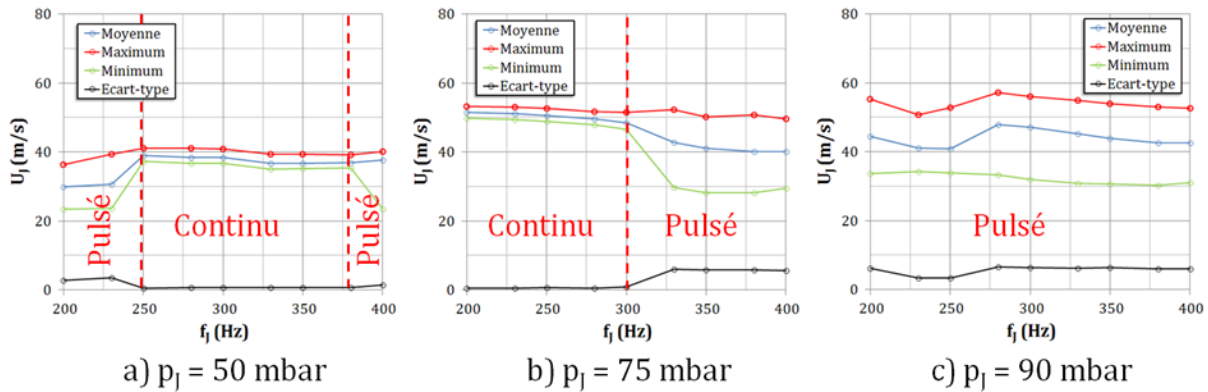


Figure 152 : Evolution de  $U_j$  en fonction de  $f_j$  pour  $p_i = 50$  mbar,  $p_i = 75$  mbar et  $p_i = 90$  mbar – MEMS convergents

A haute pression, l'écoulement est bien pulsé pour toute la plage de fonctionnement en fréquence (Figure 152c). Cependant, lorsque la pression d'alimentation diminue (Figure 152a et b), les MEMS semblent encore rester bloqués pour certaines valeurs de fréquence, produisant ainsi un écoulement non pulsé.

Afin d'avoir un aperçu plus clair de la plage d'utilisation « pratique » des MEMS, la Figure 153 trace l'écart-type de la vitesse de jet  $U_j$  pour toutes les valeurs de pression et de fréquence testées. Sur ce graphique, les zones où l'écart-type est maximum correspondent à celles où les MEMS fonctionnent bien de manière pulsée. Elles se situent plutôt à haute fréquence et à forte pression, en accord avec ce que laissait présager la Figure 151 et la Figure 152.

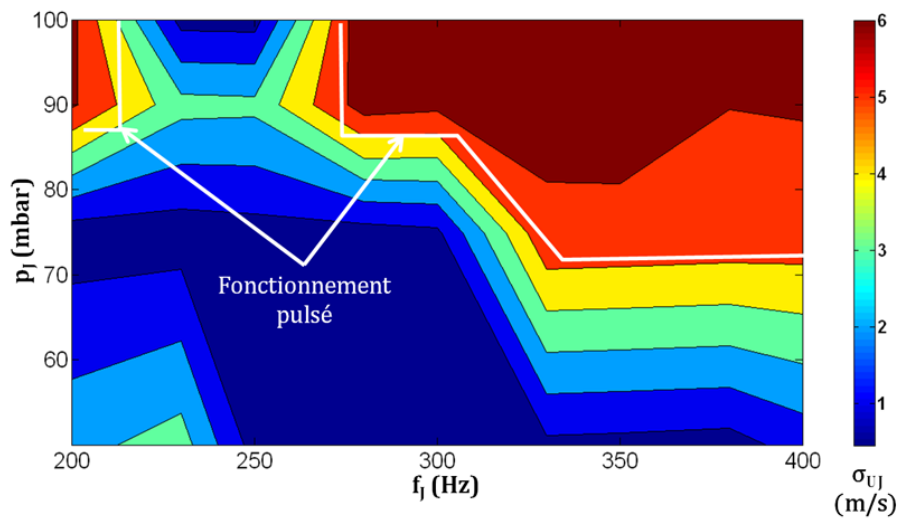


Figure 153 : Ecart-type de la vitesse de jet  $U_j$  en sortie d'un MEMS convergent pour toute la plage d'utilisation nominale

### 3.1.2. Homogénéité de fonctionnement sur la largeur du boîtier

Comme pour les différentes rampes d'électrovannes, la vitesse  $U_j$  a été mesurée sur toute la largeur du boîtier au-dessus de chaque MEMS. L'idée est ici, d'une part, de vérifier le bon fonctionnement de tous les MEMS, mais également de les comparer entre eux. Les mesures ont été réalisées à 1 cm au-dessus du boîtier en utilisant une sonde à fil chaud, avec un temps d'acquisition de 5 s et une fréquence d'échantillonnage de 4096 Hz. Les résultats sont présentés Figure 154.

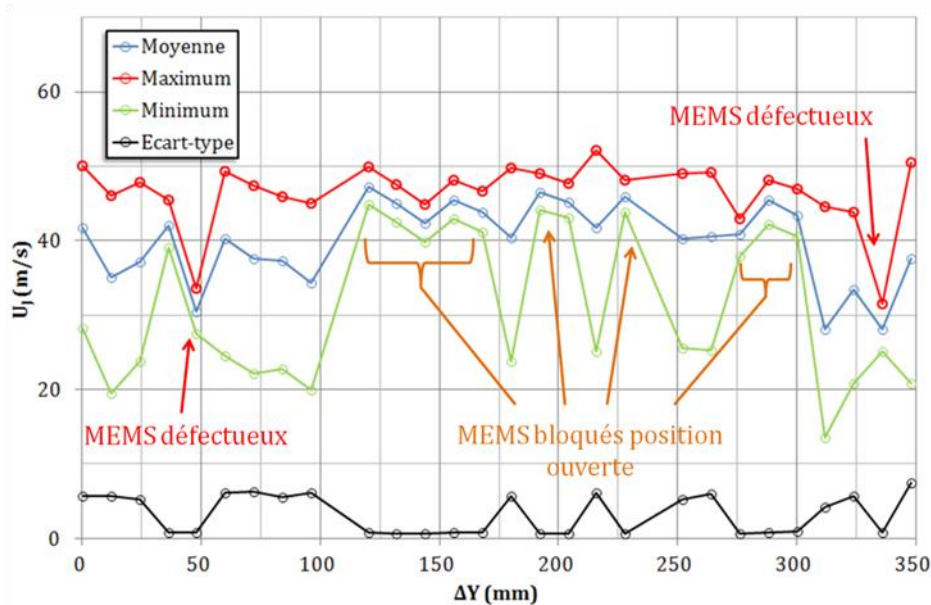


Figure 154 : Profil de vitesse  $U_j$  sur l'envergure du boîtier ( $f_j = 400$  Hz,  $p_j = 80$  mbar) – MEMS convergents

L'examen des vitesses maximales met tout d'abord en évidence que deux actionneurs semblent défectueux, et produisent des vitesses environ 50% inférieures aux autres. L'examen des vitesses moyennes, minimales et de l'écart-type révèle par contre que de nombreux MEMS sont bloqués en position ouverte, ou alors pulsent très faiblement (vitesse minimum, maximum et moyenne proche, écart-type très faible). Ceci montre qu'une grande dispersion existe entre les plages d'utilisation de chaque actionneur, puisque pour une pression et une fréquence d'actionnement données, certains produisent une pulsation et d'autres non.

### 3.1.3. Analyse temporelle et spectrale des signaux de vitesses

Afin de préciser la pulsation produite par les actionneurs, l'évolution temporelle de la vitesse a été examinée. La Figure 155 présente une mesure de  $U_j$  en fonction du temps, effectuée à 1 mm au-dessus de la fente, pour deux situations. La première correspond à  $p_j = 100$  mbar et  $f_j = 400$  Hz, soit un cas où le MEMS fonctionne de manière attendue en produisant un écoulement pulsé. La seconde situation,  $p_j = 50$  mbar et  $f_j = 300$  Hz, est quant à elle représentative d'un cas où le MEMS souffle de manière plus ou moins continue. Ces deux cas ont été choisis par rapport aux données de la Figure 153. La Figure 156 présente en complément une représentation schématique des signaux de vitesses mesurés, avec ceux que les MEMS devraient théoriquement produire.

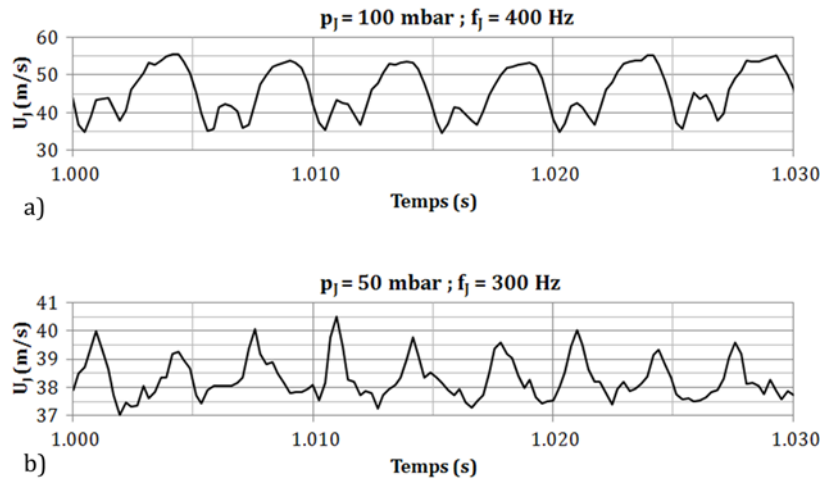


Figure 155 : Evolution temporelle de  $U_j$  pour a)  $p_1 = 100$  mbar /  $f_1 = 400$  Hz et b)  $p_1 = 50$  mbar /  $f_1 = 300$  Hz – MEMS convergents

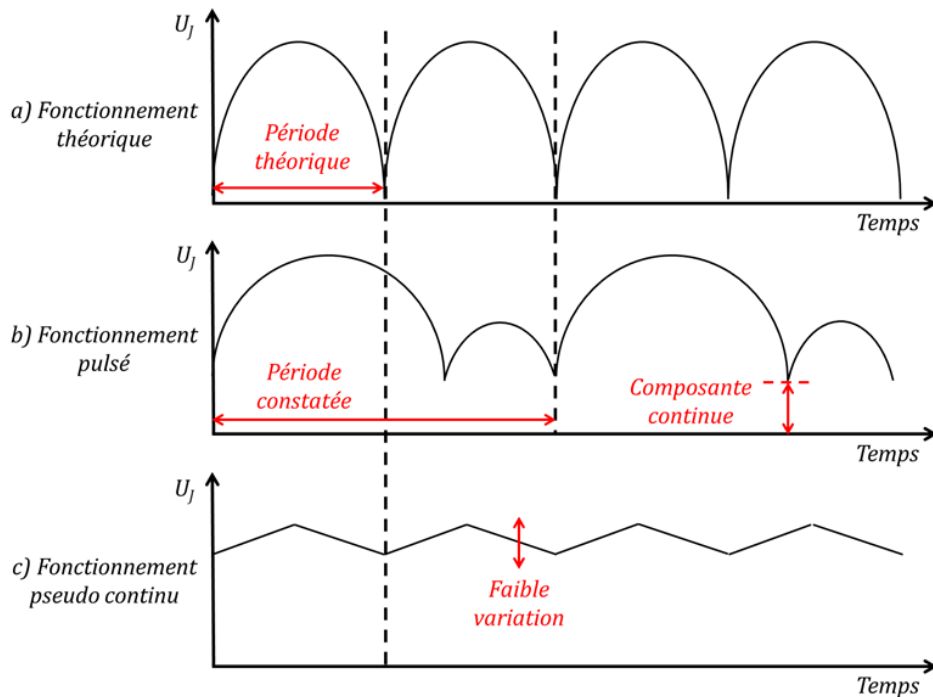


Figure 156 : Schématisation des différents modes de fonctionnement observés – MEMS convergents

Le mode de fonctionnement pulsé (Figure 155a et Figure 156b), présente bien une forte variation de la vitesse, et un profil globale ressemblant à un sinus redressé, conformément au principe de fonctionnement théorique du MEMS. Deux particularités importantes sont néanmoins à noter. Tout d'abord, le signal pulsé apparaît comme porteur d'une composante continue non négligeable, et la vitesse de jet ne devient jamais nulle. Il peut s'agir d'une fuite plus ou moins importante, mais ceci peut aussi s'expliquer par le fait que la phase où le MEMS est fermé (et donc la vitesse nulle) est extrêmement courte (voir le schéma Figure 156). En considérant la fréquence d'acquisition retenue (4096 Hz) et la pulsation à 400 Hz, cela revient à avoir environ 10 points par période, et il est donc dans ce cas très difficile de tomber sur le « passage à zéro » ou un des points proches. Il peut donc s'agir également d'un artefact dû à la

mesure, et des essais avec une fréquence d'acquisition beaucoup plus élevée (10 ou 20 kHz) permettraient de lever cette ambiguïté.

La seconde particularité concerne la forme du signal, puisque qu'une période sur deux apparaît hypertrophiée, aussi bien en amplitude qu'en durée. Si l'on se réfère au principe de fonctionnement des MEMS présenté au début de chapitre (Figure 112), on peut faire l'hypothèse que les deux phases d'excitation des transducteurs électrostatiques ne se passent pas de la même façon. La raison exacte de ce fonctionnement singulier est à l'heure actuelle inconnue, et sa détermination sort du cadre de ce mémoire.

L'évolution temporelle de la vitesse pour  $p_j = 50$  mbar et  $f_j = 300$  Hz (Figure 155b et Figure 156c) confirme quant à elle l'existence d'un régime d'écoulement quasi-continu, où la vitesse oscille faiblement de quelques mètres par seconde autour d'une valeur moyenne élevée. La forme du signal n'est alors plus du tout celle d'une sinusoïde redressée, signe que le fonctionnement du MEMS est altéré.

Ces différences de fonctionnement avec celui théoriquement attendu ont des conséquences importantes sur le contenu spectral de la vitesse de jet. Sur les spectres présentés Figure 157, le cas pulsé ( $p_j = 100$  mbar et  $f_j = 400$  Hz) présente par exemple un pic caractéristique très important à  $f_j/2$ . Ceci est cohérent avec le déséquilibre constaté entre deux périodes successives sur le signal de vitesse, qui aboutit en pratique à une période deux fois plus longue.  $f_j$  n'est alors que le deuxième pic le plus énergétique dans le contenu spectral de la vitesse, à égalité avec une composante à  $3f_j/2$ . Concernant le spectre du mode pseudo continu ( $p_j = 50$  mbar,  $f_j = 300$  Hz), le pic le plus énergétique correspond bien à  $f_j$ .

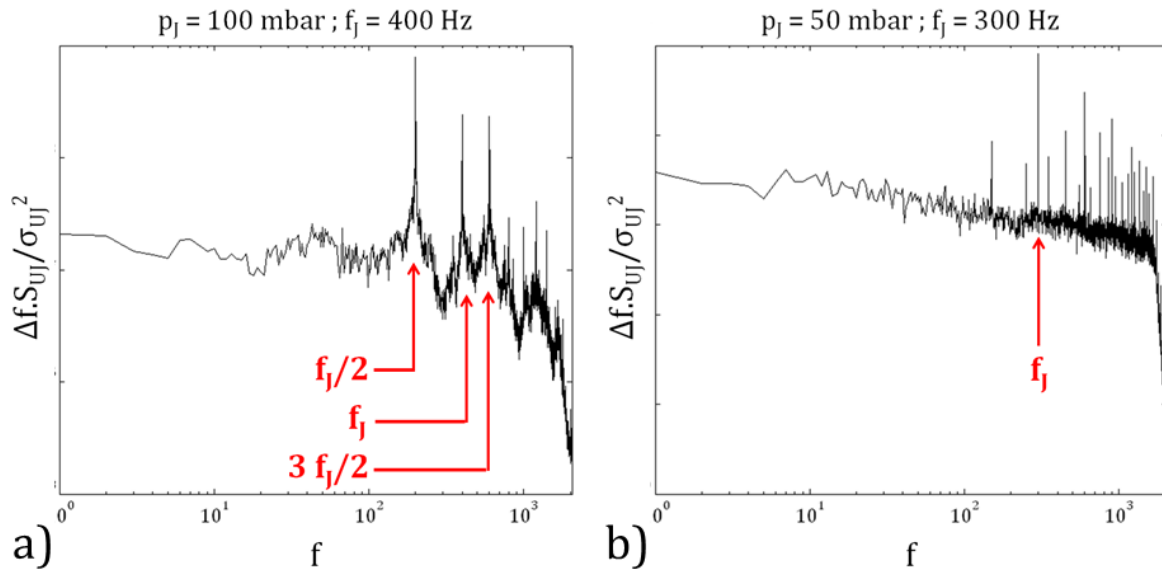


Figure 157 : Densité spectrale de puissance normalisée et adimensionnée de  $U_j$  pour l'écoulement a) pulsé ( $p_j = 100$  mbar et  $f_j = 400$  Hz) et b) pseudo continu ( $p_j = 50$  mbar et  $f_j = 300$  Hz) – MEMS convergents

### 3.1.4. Bilan de la caractérisation des MEMS

Les différents résultats exposés dans cette partie montrent que les actionneurs MEMS ont un comportement singulier et variable en fonction des paramètres d'entrées que sont la pression d'alimentation et la fréquence de commande.



Le point le plus important à retenir est que les actionneurs ne produisent un écoulement réellement pulsé que sur une partie de leur plage de fonctionnement (voir Figure 153). Cette zone « efficace » de l'espace des paramètres doit être clairement identifiée afin de pouvoir analyser correctement les résultats de l'étude de contrôle qui va suivre.

Dans cette zone d'écoulement pulsé, les performances des actionneurs restent satisfaisantes, avec des vitesses de jets maximales variant entre 40 m/s et 60 m/s pour les différentes pressions d'alimentation explorées. Ces performances sont cependant en retrait comparé à d'autres essais réalisés à l'ESPCI [123] sur des actionneurs de générations précédentes. La Figure 158 présente par exemple quelques résultats de mesures de vitesses sur deux types d'actionneurs.

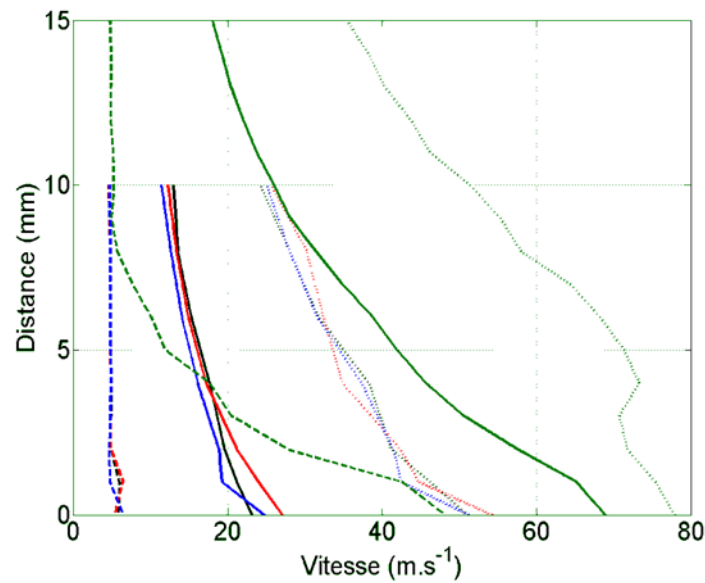


Figure 158 : Profils verticaux des vitesses minimales (pointillés longs), moyennes (continu) et maximales (pointillés courts), au centre du jet pour un convergent (vert) et un divergent (autres) -  $p_i = 50$  mbar et  $f_j = 50$  Hz, 100 Hz et 150 Hz - Résultats ESPCI [123]

Avec une pression d'alimentation équivalente, des vitesses maximales jusqu'à 80 m/s ont été relevées sur la précédente génération de MEMS convergents, contre 40 m/s pour les actionneurs actuels. Ils semblent donc que le design d'actionneurs utilisé dans la présente étude soit moins performant. Cependant, le type de packaging utilisé peut également être mis en cause. Les résultats présentés Figure 158 ont en effet été obtenus avec des actionneurs conditionnés spécialement pour des essais sur table, dans des packagings individuels. On peut facilement penser que l'étanchéité soit plus facilement garantie sur un seul MEMS, que dans des boîtiers 28 MEMS tel que celui utilisé dans cette étude, d'où de meilleures performances.

La partie suivante va maintenant consister en une exploration du potentiel du contrôle par micro-jets, en tenant compte des observations précédentes. La perturbation injectée est toujours caractérisée par les quantités  $C_\mu$  et  $St_j$  (voir Partie 2.1.4).

### 3.2. EXPLORATION DU POTENTIEL DE REDUCTION DE TRAINEE

Une étude paramétrique a été menée en faisant varier la quantité de mouvement injectée  $C_\mu$  et la fréquence de commande  $St_j$ . Lors de cette étude, une seule position de contrôle a été



étudiée,  $\Delta X/L_L = -0.05$  (voir Figure 159), et trois vitesses d'écoulement ont été testées :  $Re = 1.1 \cdot 10^6$  (15 m/s),  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (20 m/s) et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$  (30 m/s). Différentes valeurs de pression d'alimentation et de fréquence de commande ont été essayées pour chacune de ces vitesses afin de faire varier les paramètres  $C_{\mu}$  et  $St_j$ .  $f_j$  a ainsi évolué entre 200 Hz et 400 Hz avec un pas variable  $\Delta f_j = 20$  Hz ou  $\Delta f_j = 30$  Hz, et  $p_j$  entre 50 mbar et 100 mbar avec un pas  $\Delta p_j = 10$  mbar.

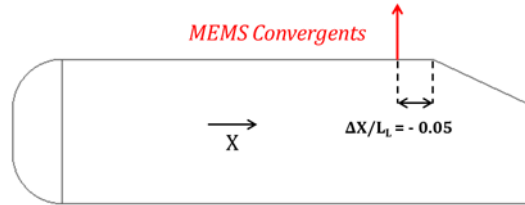


Figure 159 : Position de soufflage – MEMS Convercents

Avant de s'intéresser aux effets du contrôle sur la trainée, les conclusions de la partie précédentes imposent de déterminer les zones de l'espace paramétrique où les actionneurs fournissent un écoulement vraiment pulsé. Pour ce faire, la Figure 160 représente de nouveau  $\sigma_{U_j}$  l'écart-type de la vitesse de jet, mais maintenant en fonction des paramètres  $C_{\mu}$  et  $St_j$  pour les trois nombres de Reynolds des essais. Comme précédemment, les zones à fort écart-type correspondent à celles où l'écoulement est pulsé.

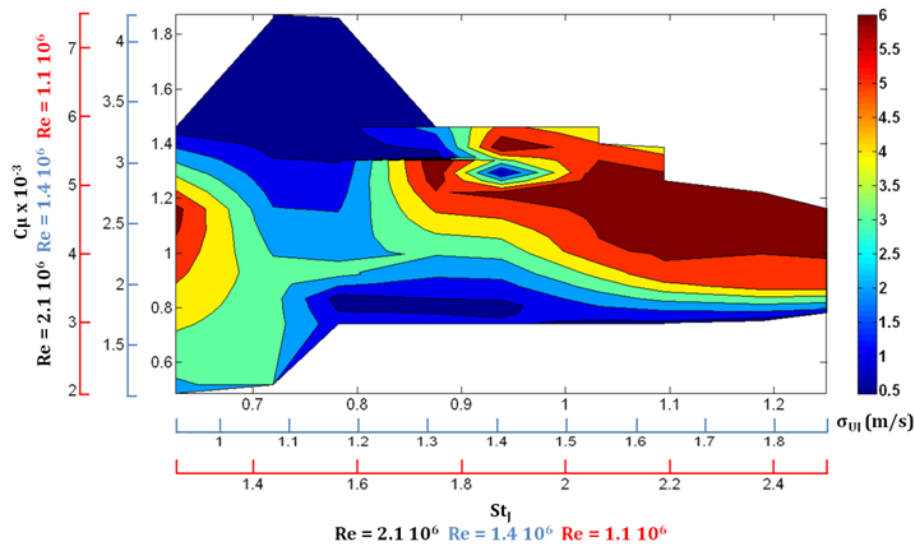


Figure 160 : Ecart-type de  $U_j$  en fonction de  $C_{\mu}$  et de  $St_j$  pour  $Re = 1.1 \cdot 10^6$ ,  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$

Les effets observés sur le  $C_x$  sont maintenant présentés Figure 161, Figure 162 et Figure 163, respectivement pour  $Re = 1.1 \cdot 10^6$ ,  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$ . Comme pour les résultats précédents,  $\Delta C_x$  exprime ici la réduction de  $C_x$  (voir Partie 2.3). L'examen global des trois graphiques montre tout d'abord que des réductions de trainée non négligeables sont obtenues grâce aux micro-jets pulsés, du même ordre de grandeur que celles atteintes grâce au système électrovannes. Le  $C_x$  est en effet diminué respectivement, au maximum, de 10%, 8.8% et 4.9% pour  $Re = 1.1 \cdot 10^6$ ,  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$ .

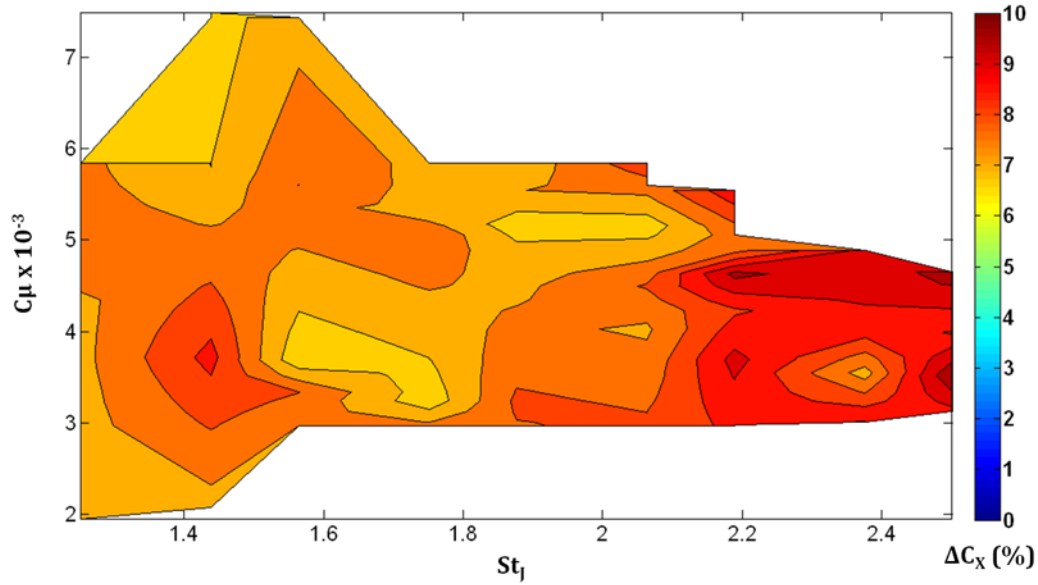


Figure 161 : Réduction de  $C_x$  - MEMS convergents ( $Re = 1.1 \cdot 10^6$ )

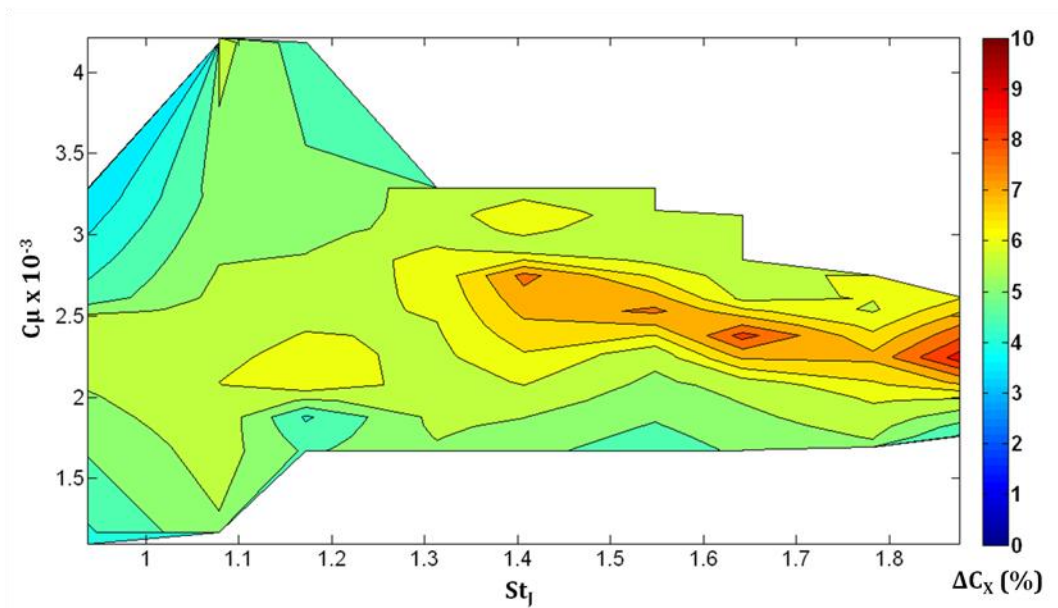


Figure 162 : Réduction de  $C_x$  - MEMS convergents ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ )

Si l'on confronte maintenant ces trois graphiques à la Figure 160, un certain nombre de points intéressants peuvent être relevés. Tout d'abord sur la Figure 161, un gain minimum de  $\Delta C_x \approx 7\%$  est observé pour tous les paramètres testés, mais à partir de  $St_j \approx 2.1$ , les réductions de  $C_x$  augmentent de manières significatives. La Figure 160 indique que c'est également aux alentours de cette valeur que l'écoulement en sortie des MEMS est entièrement pulsé. Un constat similaire peut être établi dans les deux autres cas : pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  (Figure 162) et  $Re = 2.1 \cdot 10^6$  (Figure 163), les deux graphiques présentent une bande horizontale, débutant à  $St_j \approx 1.4$  et centrée sur  $C_\mu \approx 2.5 \cdot 10^{-3}$  pour  $Re = 1.4 \cdot 10^6$  et  $St_j \approx 0.94$  centrée  $C_\mu \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$  pour  $Re = 2.1 \cdot 10^6$ , où les réductions de  $C_x$  sont plus importantes qu'ailleurs. La Figure 160 montre qu'ici encore, ces plages de paramètres correspondent à celles où les MEMS pulsent de manière effective.

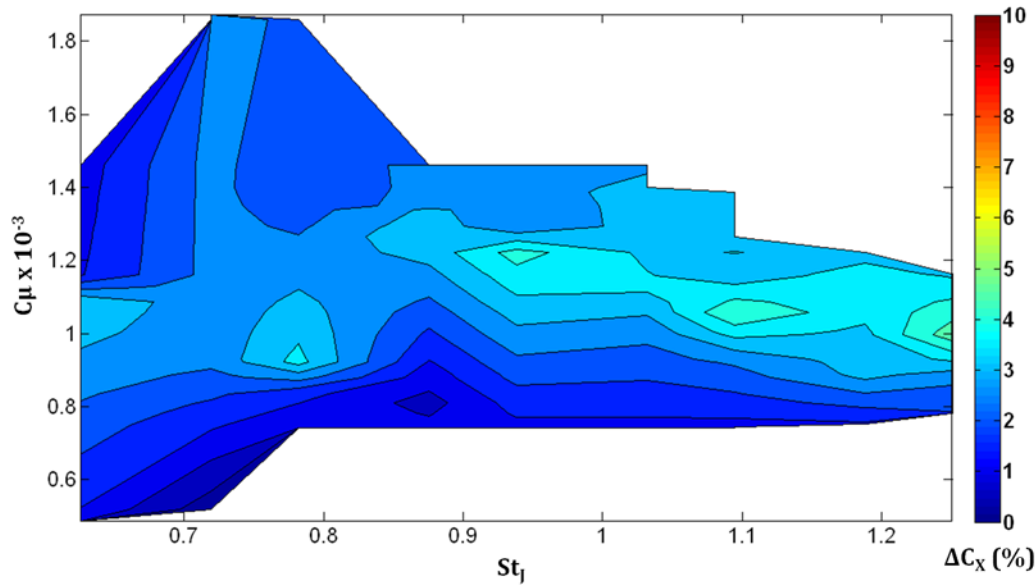


Figure 163 : Réduction de  $C_x$  – MEMS convergents ( $Re = 2.1 \cdot 10^6$ )

Une correspondance très nette existe donc entre les paramètres pour lesquels les MEMS produisent un écoulement pulsé, et ceux où des réductions de trainée sont observées. Ceci montre ici encore le potentiel important des techniques de forçage périodique par rapport au forçage continu (voir Wagnanski [86], déjà évoqué au Chapitre I). Si l'on se concentre maintenant sur ces zones d'écoulements pulsés en laissant de côté celles où les actionneurs produisent un jet quasiment continu, plusieurs comparaisons peuvent être faites avec les résultats précédents obtenus sur les électrovannes.

La Figure 141c et la Figure 162 présentent par exemple des configurations avec des positions de soufflage similaire ( $\Delta X/L_L = -0.05$ ), un nombre de Reynolds identique ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ), et des formats de fente équivalents. Dans les deux cas, les réductions de trainée sont comparables ( $\Delta C_x \approx 12.5\%$  pour les électrovannes, et  $\Delta C_x \approx 8.8\%$  pour les MEMS), mais les quantités de mouvement injectées sont beaucoup plus faibles ( $C_\mu \approx 2.5 \cdot 10^{-3}$  pour les MEMS, contre  $C_\mu \approx 7 \cdot 10^{-3}$  pour les électrovannes). Ce point sera approfondi dans la suite de ce chapitre pour aboutir à un calcul de rendement énergétique. La sensibilité aux différents paramètres semble par contre similaire, avec, sur la Figure 162, une bande de  $C_\mu$  particulière (ici centrée sur  $C_\mu \approx 2.5 \cdot 10^{-3}$ ) qui donne de bons résultats pour une large plage de fréquences, tout en présentant des optimums locaux. Ces valeurs optimales se trouvent d'ailleurs de nouveaux dans la plage de fréquences identifiées au Chapitre II comme celle des instabilités de Kelvin-Helmholtz.

La plage de fonctionnement est cependant beaucoup plus étroite avec les MEMS qu'avec les électrovannes, et deux explications peuvent être avancées. La première concerne les quantités de mouvement produite par les deux systèmes : on voit en effet dans le cas des MEMS, qu'augmenter le  $C_\mu$  indirectement en baissant la vitesse de soufflerie (Figure 161) permet d'obtenir une plus grande plage d'utilisation, et qu'à l'inverse, le diminuer en augmentant le nombre de Reynolds à l'effet inverse (Figure 163). On peut donc imaginer qu'avoir un  $C_\mu$  plus grand à un nombre de Reynolds donné permettrait une meilleure comparaison entre les deux systèmes. Le second point concerne le format des jets et leur écartement : la Partie 2.6.3 de ce chapitre indique en effet que l'efficacité du forçage diminue avec l'écartement des jets. Dans le cas des MEMS, l'écartement est de 12 mm ( $3\lambda$ ), ce qui est une configuration plutôt défavorable et

peut donc également contribuer aux différences de comportement entre les deux systèmes de contrôle.

### 3.3. MODIFICATION DE L'ÉCOULEMENT

Afin de mettre en évidence les modifications de l'écoulement entraînées par l'utilisation des MEMS, le sillage proche a été analysé par le biais de tomographies de pertes de pression d'arrêt. Les paramètres de la mesure (sonde, position, temps d'acquisition, etc.) sont les mêmes que lors des essais précédents avec le montage électrovannes (voir Partie 2.7.1). La vitesse de l'écoulement a été fixée de telle sorte que  $Re = 1.4 \cdot 10^6$ , et les paramètres du contrôle correspondent à ceux offrant la meilleure réduction de  $C_x$  pour cette vitesse d'écoulement (voir Figure 162, soit  $St_j = 1.88$  et  $C_\mu = 2.2 \cdot 10^{-3}$ ).

La Figure 164 présente tout d'abord les modifications observées sur l'écoulement moyen. Au premier abord, les changements ne semblent pas aussi flagrants que ceux observés Figure 145 avec le montage électrovannes, mais l'examen des variations de  $C_{pi}$  permet de retrouver plusieurs points communs. En premier lieu, les pertes de pression d'arrêt diminuent dans la zone du bulbe décollé, mais de manière beaucoup moins marquée (ici on observe au maximum  $\Delta C_{pi} \approx 0.1$ , contre  $\Delta C_{pi} \approx 0.4$  précédemment avec les électrovannes). La bulle de recirculation semble donc affectée par les perturbations produites par les MEMS, mais de manière moins importante. L'effet sur les tourbillons longitudinaux est par contre similaire, avec une augmentation des pertes au cœur de la structure accompagnée d'une remontée de pression à la périphérie. Ici encore, la structure semble adopter une forme plus compacte lorsque le contrôle affaiblit la recirculation de lunette : le tourbillon est stabilisé car il n'est plus perturbé par la bulle décollée. Il n'y a par contre pas d'effet visible sur la recirculation de culot.

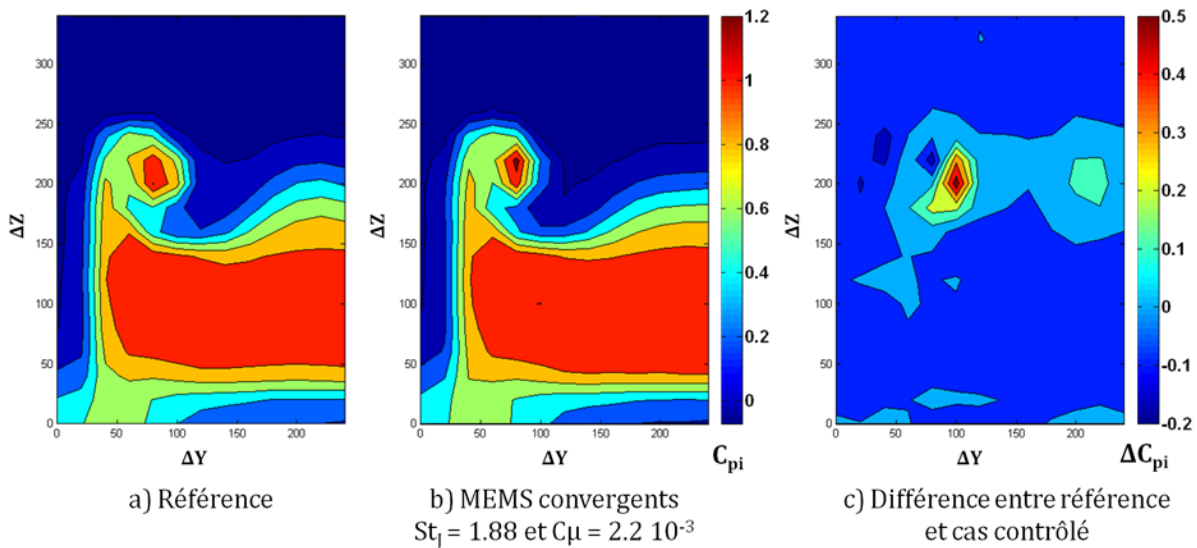


Figure 164 : Modification de l'écoulement moyen : a) configuration de référence, b) écoulement contrôlé et c) différence entre les deux - MEMS convergents -  $Re = 1.4 \cdot 10^6$

La visualisation des fluctuations de pertes de pression d'arrêt présentée Figure 165 confirme ces différentes observations. Les variations dans la zone de la bulle de recirculation sont amoindries, mais beaucoup moins que lors du contrôle avec les électrovannes. Ceci est en accord avec les réductions de trainée plus faibles mesurées.

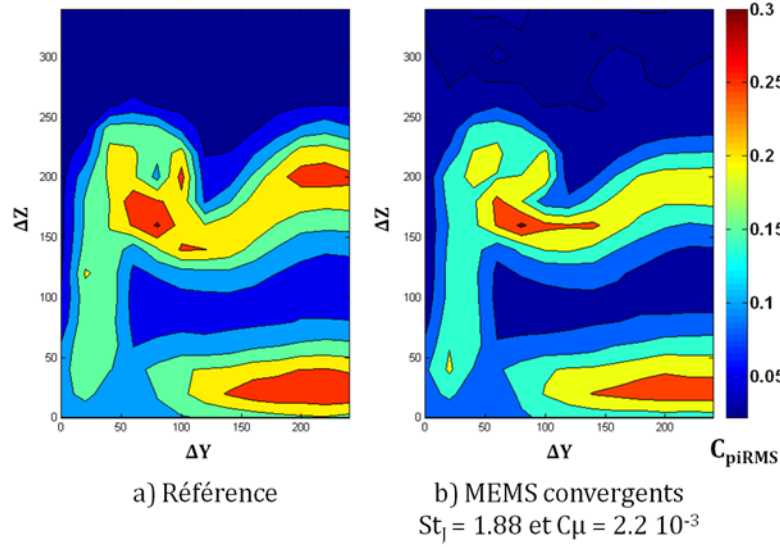


Figure 165 : Modification des fluctuations de pertes de pression d'arrêt dans l'écoulement moyen : a) configuration de référence et b) écoulement contrôlé - MEMS convergents -  $Re = 1.4 \cdot 10^6$

### 3.4. COMPARAISON ENERGETIQUE MEMS / ELECTROVANNES

La comparaison des résultats obtenus avec les deux systèmes montrent que les MEMS offrent des performances du même ordre de grandeur que les électrovannes. Si l'on s'intéresse au meilleur point de fonctionnement de chacune des techniques à la même position ( $\Delta X/L_L = -0.05$ ), la même configuration géométrique (MEMS convergents et fente discontinue) et à vitesse d'écoulement égale ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ), les réductions de trainée obtenues sont comparables, avec  $\Delta C_x = 8.8\%$  pour les MEMS convergents, et  $\Delta C_x = 12.5\%$  pour la fente discontinue. La comparaison des écoulements contrôlés dans ces deux cas montre que le levier d'action semble être le même, à savoir une diminution de la zone de recirculation sur la lunette. Cette diminution semble être de moindre amplitude dans le cas des MEMS.

Malgré des résultats bruts moins impressionnants, la solution à base de micro-jets prend tout son sens si l'on examine les rendements énergétiques respectifs des deux techniques. Le rendement énergétique  $\eta$  d'une solution de contrôle peut s'exprimer de différentes façons. L'expression retenue est basée sur les travaux de Rouméas et al. [45] et de Wassen et al. [129].  $P_{\text{réf}}$  et  $P_{\text{cont}}$  sont les puissances motrices nécessaires à l'avancement dans le cas de référence et le cas contrôlé et  $P_{\text{act}}$  est la puissance consommée par le système de contrôle.

$$\eta = \frac{P_{\text{réf}} - P_{\text{cont}}}{P_{\text{act}}} \quad (29)$$

Avec  $P_{\text{réf}} - P_{\text{cont}} = \frac{1}{2} \rho A_0 (C_{x0} - C_{xc}) U_0^3$ . Si  $\eta > 1$ , le rendement est positif et il y a un gain effectif en énergie. Dans le cas de la réduction de trainée, cela signifie que l'énergie dépensée pour contrôler l'écoulement est inférieure à celle économisée pour l'avancement.

La puissance consommée par le contrôle est complexe à calculer, puisqu'elle dépend fortement du système final où va être implanté le système de contrôle. La puissance électrique (notée  $P_{\text{élec}}$ ) est facile à mesurer, mais la puissance pneumatique (notée  $P_{\text{pneu}}$ ) dépend de la source en air comprimé utilisée. Pour une application sur une automobile de série, il existe plusieurs possibilités (compresseur de climatisation ou dédié, prise d'air passive, etc.) qui

possèdent des caractéristiques différentes. Dans le cas de cette étude, le calcul se base plutôt sur la puissance aéraulique fournie par les jets. Cette formulation est imparfaite, mais permet d'effectuer certaines comparaisons, d'autant plus que la même source d'alimentation en air comprimé est utilisée dans les deux cas de cette étude.  $P_{act}$  s'exprime donc de la manière suivante :

$$P_{act} = P_{pneu} + P_{elec} = \frac{1}{2} \rho S_J U_J^3 + P_{elec} \quad (30)$$

Le Tableau 11 met en vis-à-vis ces différentes quantités calculées pour les deux solutions. Afin d'être plus précis dans le calcul de la puissance dépensée par le contrôle,  $U_J$  a été mesurée à l'aide d'un débitmètre, connaissant la section de sortie des jets.

Tableau 11 : Calcul du rendement du contrôle

Type de contrôle	$P_{réf} - P_{cont}$ (W)	$P_{elec}$ (W)	$P_{pneu}$ (W)	$\eta$
Électrovannes	23.5	$\approx 52$	1.1	0.4
MEMS	17.4	$\approx 5 \cdot 10^{-3}$	1.8	15.7

Le système électrovannes est donc déficitaire, puisque qu'il consomme plus d'énergie qu'il n'en fait gagner sur la trainée. A l'inverse, les MEMS permettent d'économiser presque 16 fois leur consommation.

## 4. CONTROLE SUR CITROËN C6

Pour conclure cette étude, cette partie va présenter quelques résultats d'essais sur véhicule échelle 1 ayant eu lieu à la fin de ce travail de thèse. Les dépouillements sont encore en cours, mais plusieurs points intéressants peuvent déjà être soulignés.

### 4.1. PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La base de ces essais est donc un véhicule échelle 1 fourni par PSA (voir Figure 166).



Figure 166 : Citroën C6 - véhicule d'essais

Le système de contrôle utilisé est ici un système « hybride », dans le sens où il fait appel aux technologies MEMS et électrovannes. La base du système de contrôle est similaire en tous points au système de contrôle par électrovannes utilisé dans le corps de Ahmed (voir Partie 1.1), mais l'écoulement en sortie d'électrovannes passe maintenant par plusieurs micro-tuyères réalisées à l'aide de la technologie MEMS (en pratique, il s'agit de MEMS dépourvus de leur moteur électrostatique). Cette solution a l'avantage de permettre de tester à moindres coûts le contrôle par micro-jets sur un corps de grande taille. Les deux formats de micro-tuyères (divergent et convergent, voir Figure 114) peuvent être testés en remplaçant des composants du système de contrôle. La Figure 167 permet d'avoir un aperçu de ce système hybride.

L'intégration du système dans le véhicule a été réalisée par Plastic Omnium via une pièce spécifique. Le résultat est donc extrêmement discret depuis l'extérieur, comme le montre la Figure 168. Pour des raisons techniques, une seule position de soufflage est possible, immédiatement en amont de la vitre du pavillon.

Ce système permet, comme pour le système électrovannes, de pulser jusqu'à 500 Hz. Les vitesses de jet n'ont pas encore été mesurées, mais le débit maximum atteint (600 l/min) permet d'estimer la vitesse moyenne de jets à environ 34 m/s.

### 4.2. ECOULEMENT DE REFERENCE

La Citroën C6 a été retenue, entre autre, à cause de la topologie de l'écoulement sur sa partie arrière. Sa géométrie tri-corps génère en effet un décollement partiel sur la lunette,



similaire à celui observé sur le corps de Ahmed, et qui est accompagné d'une paire de tourbillons longitudinaux. La présence de ces différentes structures a tout d'abord été vérifiée à l'aide de visualisations par fils de laine, puis par visualisations pariétales (voir Figure 169).

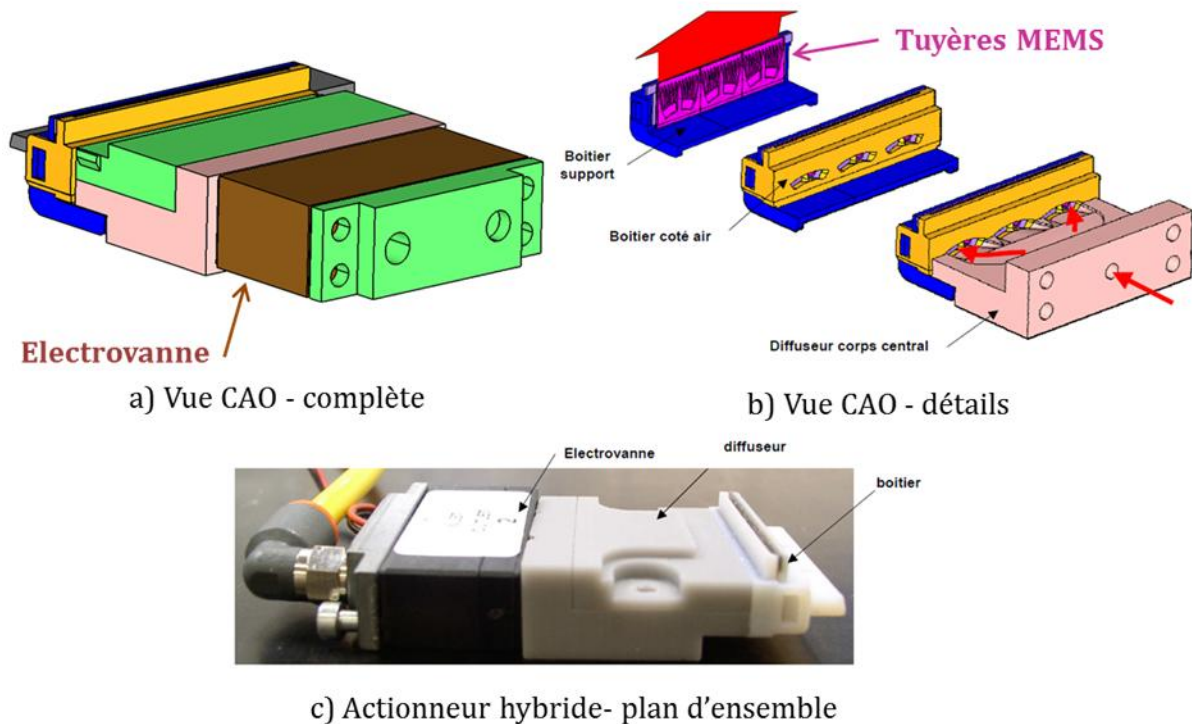


Figure 167 : Détails sur la construction des actionneurs hybrides - document Plastic Omnium



Figure 168 : Intégration extérieure du système de contrôle

Sur la Figure 169, les lignes de frottement indiquent tout d'abord qu'une large zone de recirculation est bien présente sur la lunette, et qu'elle déborde largement sur le coffre (Détails 1 et 3). Les tourbillons longitudinaux sont également présents comme convenu (Détails 2).



L'examen de la partie « coffre » laisse par contre voir plusieurs choses inattendues : l'écoulement est fortement dissymétrique avec un décalage à droite du point selle médian (Détails 3), et deux importants foyers sont présents dans les angles du coffre (Détails 1). L'écoulement apparaît donc comme plus complexe que prévu, avec des structures tourbillonnaires supplémentaires.



Figure 169 : Visualisation pariétale de l'écoulement sur la lunette et le coffre de la C6 ( $U_0 = 30 \text{ m/s}$ )

La bulle décollée est cependant bien présente, et ces visualisations associées à celles effectuées au moyen de fils de laines permettent d'avoir une idée de sa taille dans le plan médian (voir Figure 170). Le décollement ne se produit pas immédiatement à la fin du pavillon (au niveau des jets pulsés), mais plus bas, à environ un quart de la lunette. Du point de vue du contrôle, cette situation rappelle donc plutôt la stratégie de contrôle « amont » utilisée sur le corps de Ahmed (voir Figure 126). Le point de recollement est quant à lui situé environ au milieu du coffre.

Différentes mesures au fil chaud ont également été effectuées afin de caractériser la couche limite au niveau de la zone d'application du contrôle, et une épaisseur de couche limite d'environ 50 mm a été relevée. En comparant avec celle sur le corps de Ahmed à une vitesse d'écoulement équivalente (18.4 mm, voir Chapitre II, Partie 2.4), il apparaît que le changement d'échelle ne s'applique pas directement à la couche limite. Dans ces circonstances, un adimensionnement des paramètres de contrôle utilisant par exemple l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite aurait donc été plus pertinent.

### 4.3. CONTROLE DE L'ÉCOULEMENT

Le système de contrôle hybride a donc été utilisé pour réaliser une étude paramétrique portant sur différents paramètres du contrôle, tel que le débit injecté par les jets, la fréquence de forçage, le nombre de Reynolds associé à l'écoulement ou encore le format des jets. Pour chacune des configurations, des mesures d'efforts ont été réalisées en utilisant la balance aérodynamique de la soufflerie (précision de 0.05% de la pleine échelle (0 / 500 daN) pour les directions X et Y, et de 0.1% de pleine échelle (-1000 daN / + 500 daN) pour l'axe Z). Les pressions pariétales ont également été mesurées à différents endroits de la lunette, du coffre et du culot en utilisant le même système d'acquisition que pour le corps de Ahmed (voir Chapitre II, Partie 1.3). Les prises de pression sont implantées au moyen de sondes lécheuses, et leur répartition est visible Figure 171.

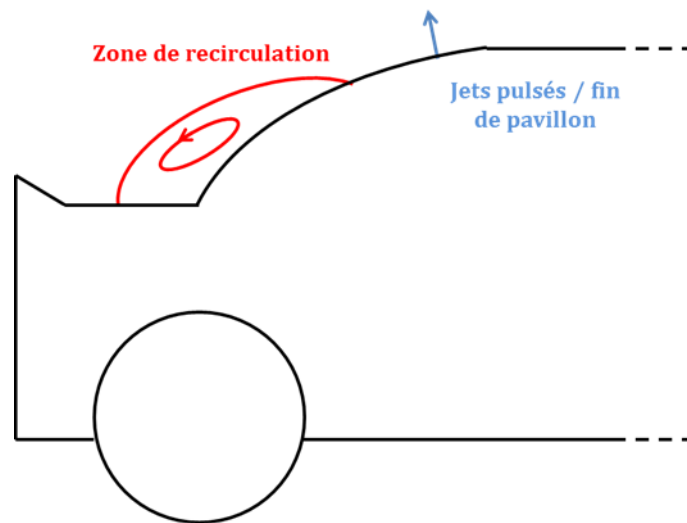


Figure 170 : Description schématique de la position du décollement de lunette dans le plan médian

Différents résultats vont maintenant être présentés. Ils ont été obtenus à  $U_0 = 30$  m/s, soit  $Re = 1 \cdot 10^7$  (basé sur la longueur du véhicule,  $L_{C6} \approx 4.9$  m) pour les mesures d'efforts, et  $Re = 8.4 \cdot 10^6$  (soit  $U_0 = 25$  m/s) pour les mesures de pression. Comme dit précédemment, il s'agit de résultats préliminaires, et le dépouillement de l'ensemble de la base de données est en cours.



Figure 171 : Implantation des sondes lécheuses sur l'arrière de la C6

#### 4.3.1. Effet sur le coefficient de trainée

La Figure 172 présente tout d'abord les résultats des mesures de trainée réalisées en faisant varier la fréquence de jet  $f_j$  entre 0 et 500 Hz, pour un débit de 520 l/min avec une vitesse d'écoulement  $U_0 = 30$  m/s ( $Re = 1 \cdot 10^7$ ). Les tuyères utilisées sont les convergentes.

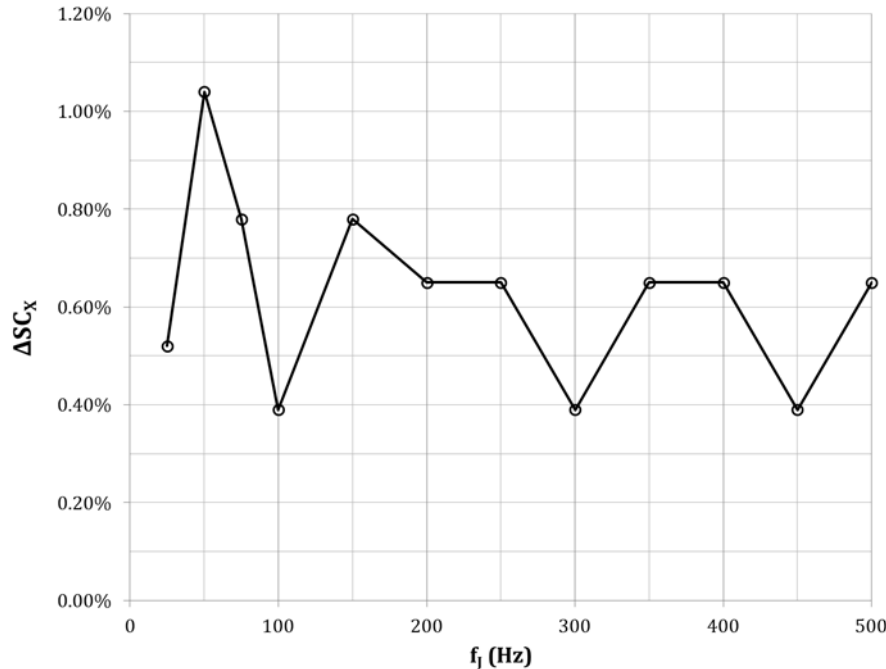


Figure 172 : Evolution de trainée (coefficient  $SC_x$ ) en fonction de la fréquence de jet  $f_j$  –  $Re = 1 \cdot 10^7$

Les variations observées sont relativement faibles, inférieures à 1% dans la plupart des cas. On note cependant un maximum local de réduction aux alentours de 50 Hz. Au cours des essais, cette valeur de 50 Hz est réapparue à plusieurs reprises en tant que valeur optimale, aussi bien pour les configurations convergentes que divergentes.

Si les effets sur la trainée sont faibles, les effets sur la répartition de pression à l'arrière du corps sont par contre nettement plus parlants, et permettent justement d'émettre quelques hypothèses sur ces faibles variations de trainée.

#### 4.3.2. Effet sur les pressions pariétales

La Figure 173 présente les distributions de pression relevées suivant deux lignes particulières sur l'arrière de la C6, à savoir la ligne médiane et la ligne marginale située sous un tourbillon longitudinal. Les mesures ont été réalisées à  $Re = 8.4 \cdot 10^6$  soit  $U_0 = 25$  m/s.

L'examen des pressions sur la ligne médiane (Figure 173a) montre tout d'abord que le contrôle permet de faire remonter la pression sur quasiment toute la ligne médiane, en particulier tout le long de la lunette. Il s'agit ici d'un résultat fort, car cela démontre que les micro-jets produits par le système de contrôle parviennent à modifier l'écoulement au niveau de la bulle de recirculation sur un véhicule réel. On observe également cette remontée de pression au niveau du coffre et du culot.

La Figure 173b permet quant à elle d'observer qu'un effet inverse se produit partiellement au niveau de la ligne marginale. On voit en effet que sur la partie lunette, les pressions sont plus

basses avec l'application du contrôle, ce qui indique une augmentation des pertes au niveau des structures tourbillonnaires longitudinales. Ceci permet de soulever une hypothèse quant à l'absence d'effet réellement probant sur la trainée. De manière similaire à ce qui se produit lors du contrôle sur le corps de Ahmed et qui est décrit dans les chapitres précédents de ce manuscrit, il est possible qu'il y ait ici un mécanisme couplé entre la bulle de recirculation de la lunette et la paire de tourbillons longitudinaux. Comme semble le suggérer les mesures de pression, les gains produits par le contrôle au niveau du bulbe seraient en partie annulés par une augmentation des pertes au niveau des tourbillons longitudinaux, expliquant le peu de résultats observés sur la trainée.

#### 4.3.3. Eléments complémentaires : spectres de couche cisailés

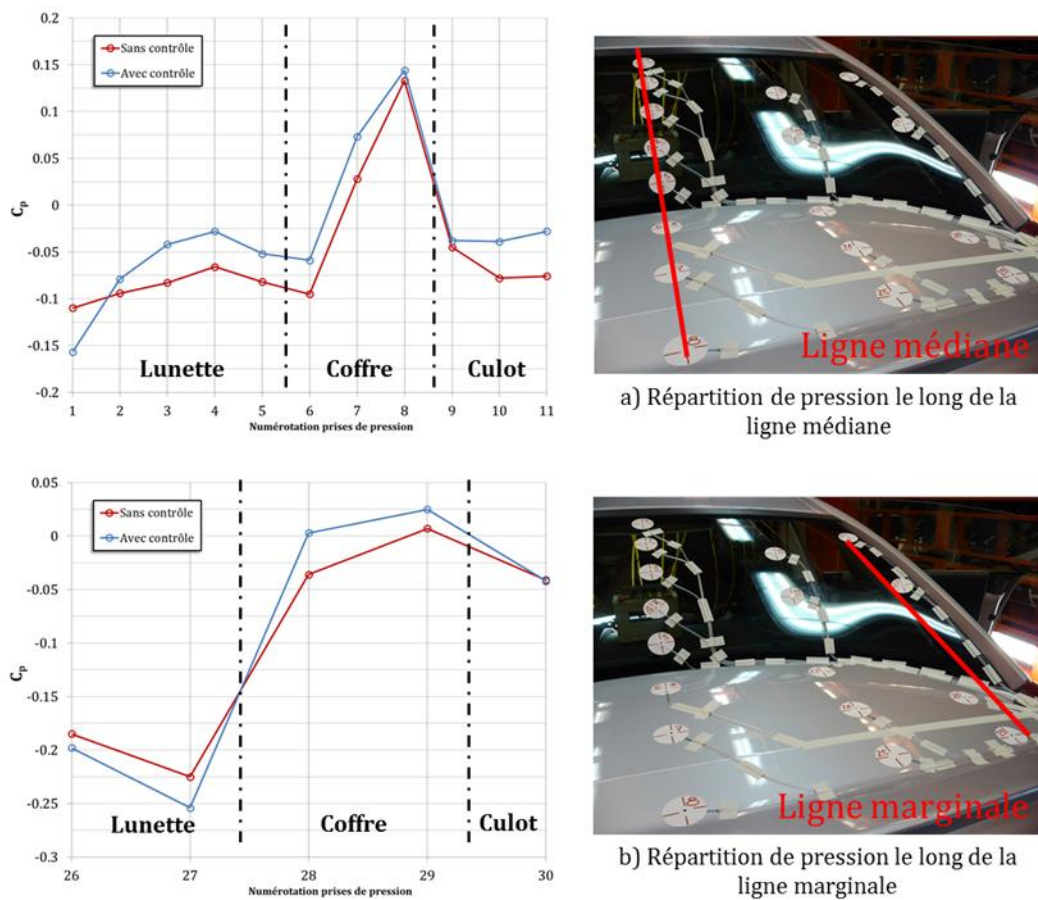


Figure 173 : Répartition de pression ( $C_p$ ) le long des lignes a) médianes et b) marginales, référence et cas contrôlé (convergent,  $f_i = 50$  Hz et débit 520 l/min) -  $Re = 8.4 \cdot 10^6$

Afin de fournir quelques éléments supplémentaires confortant l'idée d'une action au niveau du bulbe décollé, la Figure 174 présente des résultats issus de mesures par fil chaud réalisées et traitées par PSA à l'occasion de la campagne d'essais. Ces mesures ont été réalisées à la fin de la lunette dans le plan médian pour différentes altitudes. La fréquence d'acquisition est de 4 kHz, sur une durée de 60 s.

L'observation des spectres sans contrôle permet tout d'abord de visualiser deux phénomènes : une bosse très énergétique aux alentours de 3 – 5 Hz, et un second pic moins



marqué centré sur 40 Hz. Cette organisation bâtie sur un phénomène basse fréquence et un autre plus haute fréquence n'est pas sans rappeler celle observée sur la lunette du corps de Ahmed (voir par exemple la Figure 105). On peut faire l'hypothèse qu'il s'agit ici de la signature du battement du bulbe décollé, ainsi que de de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

Ces hypothèses sont confortées si l'on examine les spectres issus de l'écoulement contrôlé. Il apparaît en effet que suite au contrôle, l'amplitude de la bosse caractéristique du phénomène basse fréquence a diminué. Si l'on considère qu'il pourrait s'agir de la signature du bulbe décollé, la diminution des fluctuations observées est alors cohérente avec les effets observés sur les pressions pariétales et appuie l'idée d'une action sur la bulle de recirculation.

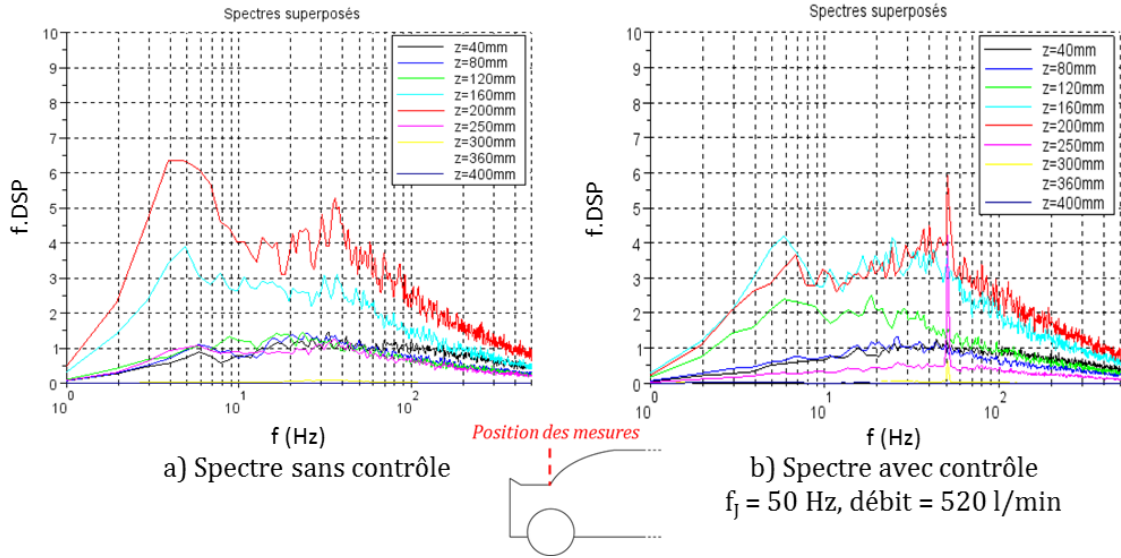


Figure 174 : Spectres de couche cisailée avec et sans contrôle -  $Re = 8.4 \cdot 10^6$  - (cas contrôlé : convergent,  $f_j = 50$  Hz et débit 520 l/min)

Enfin un dernier point peut être soulevé : malgré le peu d'effet constaté sur la trainée, un optimale fréquentielle à 50 Hz a été observé de manière récurrente. Cette valeur est très proche du pic détecté à 40 Hz. Afin de tenir compte de la différence de vitesse entre les deux essais ( $U_0 = 30$  m/s pour les mesures de trainée, et  $U_0 = 25$  m/s pour les mesures de pression), ces deux fréquences sont exprimées sous la forme de nombres de Strouhal basés sur la hauteur du véhicule  $h_{C6}$  (1.46 m), tel que :

$$St_{C6} = \frac{f h_{C6}}{U_0} \quad (31)$$

$$St_{JC6} = \frac{f_j h_{C6}}{U_0} \quad (32)$$

On trouve alors respectivement  $St_{C6} \approx 2.34$  et  $St_{JC6} \approx 2.44$  : la fréquence naturelle et la fréquence de contrôle optimale sont donc très proches. En gardant à l'esprit que cette fréquence naturelle pourrait correspondre à celle de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, un lien peut ici encore être établi avec les résultats obtenus sur le corps de Ahmed. Certaines configurations, notamment les stratégies « amont » très proches de celle appliquée sur la C6 présentent en effet également une sensibilité particulière à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

---

## CONCLUSION

---



Les travaux présentés dans ce mémoire concernent le contrôle actif d'un écoulement décollé tel que rencontré dans la zone dite « d'arrière corps » automobile, en vue de réduire sa trainée. Inscrits dans le cadre d'un projet de recherche national soutenu par l'ADEME, ces travaux ont principalement porté sur le contrôle du décollement produit après la jonction pavillon / lunette, en utilisant une méthode de perturbation fluidique de type jets pulsés. La démarche utilisée est principalement expérimentale. Elle a nécessité la mise en place d'un banc d'essais dédié pour l'étude et la validation de différentes stratégies de contrôle sur une maquette générique : le corps de Ahmed avec un angle de lunette de  $25^\circ$ .

Le premier chapitre de ce manuscrit a présenté les principaux résultats connus concernant l'écoulement autour de la géométrie de référence choisie, le corps de Ahmed, et son contrôle. Les sources de la trainée aérodynamique du corps de Ahmed ont ainsi été rappelées et en particulier la contribution importante de la bulle de recirculation de lunette présente sur la configuration d'étude choisie (angle de lunette à  $25^\circ$ ). Les interactions liant ce bulbe décollé aux autres structures du sillage ont également été mises en évidence, de même que les fréquences caractéristiques associées à ces différentes structures présentes dans le sillage : bulbe décollé, tourbillons longitudinaux, recirculation de culot. Dans la deuxième partie de ce chapitre, les notions fondamentales associées au contrôle des écoulements ont été abordées et illustrées par des résultats issus de la littérature sur des applications académiques. Il a ainsi été souligné que le forçage périodique est une solution efficace pour contrôler les zones décollées. La fin de ce chapitre a été consacrée à l'examen des études existantes sur le contrôle d'écoulements appliqué au corps de Ahmed. Il ressort de cet état de l'art qu'une stratégie de contrôle du bulbe décollé permettrait d'obtenir une réduction de trainée d'au moins 10% en supprimant totalement le décollement. Concernant les paramètres de contrôle, les différentes études sur le sujet ont principalement mis en avant l'influence de la quantité de mouvement injectée mais l'analyse des fréquences caractéristiques présentes dans le sillage et en particulier au niveau du bulbe décollé permet d'espérer une optimisation du contrôle en perturbant l'écoulement à des fréquences judicieusement choisies.

Le second chapitre est consacré à l'étude de l'écoulement de référence autour du corps de Ahmed. Après une présentation des outils expérimentaux utilisés (bancs d'essais, maquettes, instruments de mesure), les propriétés moyennes et instationnaires de l'écoulement, mesurées en soufflerie, sont présentées. Ces résultats montrent que la topologie globale de l'écoulement sur la maquette utilisée dans le cadre de cette étude est cohérente avec celle attendue, et qu'une bulle de décollement pleinement développée se trouve sur la lunette. Le sillage du corps est également complété par une paire de tourbillons longitudinaux contrarotatifs, et un décollement massif sur le culot. Les coefficients de trainée mesurés sont en accord avec la littérature. Un effet Reynolds significatif a néanmoins été constaté. Cet effet a été analysé et expliqué par le biais des visualisations pariétales et des mesures de pression. Une analyse instationnaire complète du sillage a également été effectuée, et plusieurs fréquences caractéristiques de l'écoulement ont été mises en évidence et quantifiées en termes de nombres de Strouhal (fréquence fluidique adimensionnelle). Les résultats obtenus ont par ailleurs permis de remettre en cause une hypothèse fréquemment admise quant à une instabilité globale de culot sur le corps de Ahmed. Une structure tourbillonnaire en appuie sur le plancher en aval de la maquette a ainsi été détectée. Les résultats obtenus ont également montré que cette structure est très énergétique, et a une influence significative sur l'organisation fréquentielle dans la zone de recirculation du culot. Une attention particulière a ensuite été portée à la caractérisation de la bulle décollée en sa qualité de « cible » pour la stratégie de contrôle retenue. Deux mécanismes instationnaires



ont ainsi été identifiés, correspondant à un battement de la zone de recirculation et à l'émission de tourbillons de type « Kelvin-Helmholtz » dans l'épaisseur de la couche cisailée.

Dans le troisième et dernier chapitre, les résultats des différents essais de contrôle effectués sont présentés et discutés. Les solutions mises en place pour générer les jets pulsés sont tout d'abord décrites et caractérisées. Au cours de l'étude, deux dispositifs ont ainsi été utilisés : un premier système « d'étude » à base d'électrovannes, et un second utilisant des actionneurs miniatures à technologie MEMS, constituant une solution pouvant répondre aux différents critères industriels. Une première étude utilisant la technologie électrovannes est ensuite présentée. Portant sur 4 configurations de soufflage différentes et deux stratégies de contrôle (indirect par perturbation de la couche limite amont, et directement au point de décollement), le système électrovannes a permis d'obtenir des réductions de trainée entre 6% et 8%, associées à une suppression de la zone décollée. Il est néanmoins apparu que l'importance relative des différents paramètres des jets étudiés (fréquence de forçage et quantité de mouvement injectée), dépend fortement des paramètres géométriques associés au contrôle (format et position des buses). La comparaison entre les fréquences de forçage optimales et les fréquences naturelles de la bulle de recirculation a en effet souligné l'importance conjointe de la topologie de la perturbation injectée et de sa fréquence sur l'efficacité du contrôle. Il a ainsi été constaté que l'injection de vorticité longitudinale issue d'une configuration de type fente discontinue en amont du décollement semble de nature à perturber l'instabilité de Kelvin-Helmholtz pour des fréquences de contrôle proches de sa fréquence naturelle. Par contre, sur une configuration de type fente continue positionnée juste en aval du décollement, les meilleurs résultats ont été obtenus en injectant de la vorticité transversale dans une gamme de fréquences proche de celle du battement du bulbe décollé.

La configuration de type fente discontinue en amont du décollement a ensuite fait l'objet d'une étude paramétrique plus poussée, qui a permis d'obtenir des gains en trainée de l'ordre de 12.5%. Différents paramètres tels que la modulation spatiale des jets en envergure et la position du contrôle ont été étudiés, avec dans l'optique de faire un rapprochement avec les résultats connus sur des générateurs de vortex classiques. Les paramètres optimaux se sont néanmoins avérés différents entre les deux types de contrôle. Dans le cas des jets pulsés, trop espacer les jets diminue les performances du contrôle, et les réductions de trainée augmentent au fur et à mesure que le soufflage est effectué proche de l'arête.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, les résultats des essais de contrôle utilisant les actionneurs MEMS sont présentés. De par leur nouveauté, ces actionneurs ont tout d'abord fait l'objet d'une caractérisation détaillée de leurs performances. Il en est ressorti que leur plage de fonctionnement était assez réduite, et que les perturbations produites présentaient quelques différences par rapport à celles attendues. Malgré ces « défauts » de fonctionnement, des réductions de trainée entre 5% et 10% ont été obtenues. Des mesures complémentaires ont par ailleurs validé que ces variations de trainée sont associées à une réduction de la zone décollée sur la lunette. Fort de ces résultats, un calcul comparatif du rendement des micro-actionneurs MEMS et du système électrovannes a pu être effectué. Il en ressort que les actionneurs MEMS permettent d'économiser jusqu'à 16 fois l'énergie qu'ils consomment, contre une perte sèche de 2 fois l'énergie économisée pour le système électrovannes.

Maintenant que les principaux résultats obtenus lors de ce travail de thèse ont été présentés, cette conclusion est l'occasion d'évoquer plusieurs pistes et réflexions utiles pour de futures études de contrôle actif d'écoulement :

**A propos des actionneurs :** la caractérisation des différents systèmes de contrôle utilisés lors de cette étude a mis en évidence la grande difficulté de réussir à obtenir expérimentalement des perturbations satisfaisantes sur une large gamme d'utilisation (vitesse / fréquence de jets). Les signatures spatiales et temporelles de la perturbation injectée semblent en particulier difficiles à maîtriser. Une gestion électronique plus complexe des actionneurs, avec notamment un contrôle de ces derniers en boucle fermée, semble dans ce contexte nécessaire afin d'imposer une perturbation calibrée en fonction de la stratégie de contrôle visée. Ce n'est en effet qu'en ayant un parfait « contrôle » de la perturbation injectée que des stratégies de contrôle avancées de type « réactif » pourront être mises en place.

**A propos du corps de Ahmed :** le corps de Ahmed est encore à l'heure actuelle un support très répandu pour tout ce qui touche à l'aérodynamique automobile. Certains résultats de ce travail de thèse jettent cependant le doute sur les possibilités d'extrapolation jusqu'au véhicule réel, en particulier concernant certains aspects instationnaires. Le fait que le phénomène le plus énergétique du sillage corresponde à une structure tourbillonnaire en appuie sur le plancher est très gênant. Dans le cas réel où la route défile sous le véhicule, cette structure ne peut vraisemblablement pas exister. Afin d'assurer une meilleure représentativité de ce qui se passe sur route, il semble donc nécessaire de repenser un autre corps étalon, où d'envisager de modifier les conditions d'essais en intégrant un sol défilant (même si ceci est beaucoup plus facile à écrire qu'à réaliser).

**A propos des stratégies de contrôle :** dans le cadre de ce projet, l'accent a été mis sur la suppression du décollement de lunette. Si cette stratégie est payante (sans néanmoins être optimale) pour le corps de Ahmed à 25°, elle ne l'est pas forcément pour d'autres types de corps mal profilés. Dans certains cas, il peut être au contraire intéressant de déclencher un décollement massif, qui s'accompagne en général d'une diminution des structures tourbillonnaires longitudinales, pour obtenir une diminution importante de la trainée. La stratégie de supprimer le décollement ou au contraire de l'amplifier dépendra donc d'une analyse préalable de la contribution et de l'interaction entre les différentes structures « énergivores » présentes dans le sillage du véhicule. Les résultats obtenus sur la Citroën C6 en sont le parfait exemple. Il est en effet fort probable que les faibles réductions de trainée soient dues aux interactions existant entre toutes les composantes du sillage. Une diminution du décollement a été constatée, mais celle-ci a sans doute contribué à renforcer d'autres structures telles que les tourbillons longitudinaux. Une diminution optimale de la trainée n'est donc possible qu'en envisageant des stratégies de contrôle combiné sur toutes les structures du sillage.

**A propos des perturbations injectées :** au cours de ce travail de thèse, l'attention a été principalement portée sur deux paramètres de forçage qui sont la fréquence de soufflage et la vitesse d'éjection. Les résultats obtenus suggèrent néanmoins de prendre en compte d'autres paramètres. L'importance de la forme spatiale de la perturbation a été soulignée. Il semble également important de considérer la « forme » temporelle de la perturbation, et de mieux comprendre les interactions mises en jeu avec la structure ciblée. Comme évoqué précédemment, cela nécessiterait de pouvoir mieux maîtriser la perturbation injectée mais également de s'intéresser à la topologie 3D instantanée de l'écoulement avec et sans contrôle.

**A propos des micro-jets :** ce travail de thèse a mis en évidence le très fort intérêt du contrôle par micro-perturbation pour une application automobile. Le faible encombrement des actionneurs et le rendement énergétique convaincant pour des performances équivalentes à des jets « macro » en font en effet une solution de premier choix pour les industriels. Cependant, les différences observées entre les résultats MEMS et électrovannes lors de cette étude, associées à des travaux effectués parallèlement à l'ESPCI dans le cadre du projet CARAVAJE, laissent à penser que la physique des micro-jets présente nombre de particularités par rapport aux macro-jets. Afin d'améliorer les performances des futurs systèmes de contrôle embarqués, une meilleure compréhension de l'aspect micro-fluidique, de ses particularités et des interactions mises en jeu sous l'écoulement incident semble indispensable.

**A propos du type de jets :** le potentiel du forçage périodique par jets pulsés pour contrôler un sillage 3D a été confirmé lors de ce travail de thèse. Cependant, il a également mis en évidence à quel point les aspects techniques inhérents à l'acheminement de l'air sont lourds et donc peu compatibles avec l'environnement contraint d'une automobile de série. L'utilisation de jets synthétiques, qui dispensent en partie de tout ce côté « plomberie » en recyclant le fluide extérieur, semble donc une solution d'avenir pour une application automobile. Cependant la technologie des actionneurs à jets synthétiques n'est aujourd'hui pas au niveau de ceux à jets pulsés, et plus de développement semble donc nécessaire dans l'optique d'une application de ce type de contrôle à grande échelle.

Ce travail de thèse a donc démontré que le contrôle aérodynamique actif peut-être une réalité dans un futur proche. L'auteur espère que ses travaux auront contribué à ce que, un jour, l'aérodynamique des véhicules devienne gérée de manière aussi pointue que la carburation ou les liaisons au sol des automobiles actuelles.

---

## REFERENCES

---



- [1] Pachauri R. K., and Reisinger A., 2007, GIEC, 2007 : Bilan 2007 des changements climatiques. Contribution des Groupes de travail I, II et III au quatrième Rapport d'évaluation du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat, Genève, Suisse.
- [2] Ministère de l'Ecologie, du Développement durable des T. et du logement, 2012, Repères : Chiffres clés du transport Edition 2012.
- [3] Institut Français du Pétrole, 2006, Les réserves de pétrole : où en est-on ?
- [4] Aider J. L., 2012, Appel à projets ANR CARAVAJE II.
- [5] Joseph P., 2009, Rapport IAT n°2484/A.
- [6] Katz J., 1996, Race Car Aerodynamics: Designing for Speed, Bentley, Cambridge.
- [7] Buresti G., 2000, "Bluff-Body aerodynamics," International Advanced School on Wind-excited and Aeroelastic Vibrations of Structures, Genoa.
- [8] Déleroy J., 2007, "Effet de la viscosité et couche limite."
- [9] Hoxey R. P., Reynolds A. M., Richardson G. M., Roberston A. P., and Short J. L., 1998, "Observation of Reynolds number sensitivity in the separated flow region on a bluff body," Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, **73**, pp. 231-249.
- [10] Darabi A., and Wygnanski I., 2004, "Active management of naturally separated flow over a solid surface. Part 1. The forced reattachment process," Journal of Fluid Mechanics, **510**, pp. 105-129.
- [11] Darabi A., and Wygnanski I., 2004, "Active management of naturally separated flow over a solid surface. Part 2. The separation process," Journal of Fluid Mechanics, **510**, pp. 131-144.
- [12] Simpson R. L., 2001, "Junction Flows," Annual Review of Fluid Mechanics, **33**(1), pp. 415-443.
- [13] Prandtl L., 1904, "Fluid motion with very small friction," 3rd International Mathematics Congress, Heidelberg, pp. 484-491.
- [14] Bearman P. W., 1984, "Vortex Shedding from Oscillating Bluff Bodies," Annual Review of Fluid Mechanics, **16**(1), pp. 195-222.
- [15] Aider J., and Danet A., 2006, "Large-eddy simulation study of upstream boundary conditions influence upon a backward-facing step flow," Comptes Rendus Mécanique, **334**(7), pp. 447-453.
- [16] Aider J.-L., Danet A., and Lesieur M., 2007, "Large-eddy simulation applied to study the influence of upstream conditions on the time-dependant and averaged characteristics of a backward-facing step flow," Journal of Turbulence, **8**, p. N51.

- [17] Winant C. D., and Browand F. K., 1974, "Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number," *Journal of Fluid Mechanics*, **63**(02), pp. 237-255.
- [18] Dejoan A., and Leschziner M. A., 2004, "Large eddy simulation of periodically perturbed separated flow over a backward-facing step," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **25**(4), pp. 581-592.
- [19] Tihon J., Pěnkavová V., and Pantzali M., 2010, "The effect of inlet pulsations on the backward-facing step flow," *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, **29**(3), pp. 224-235.
- [20] Onorato M., Costelli A. F., and Garrone A., 1984, "Drag measurement through wake analysis," SAE 840302.
- [21] Ardonneau P., and Amani G., 1992, "Remarks on the relation between lift induced drag and vortex drag," *European journal of mechanics. B, Fluids*, **11**(4), pp. 455-460.
- [22] Beaudoin J.-F., 2004, "Contrôle actif d'écoulement en aérodynamique automobile," Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- [23] Aider J.-L., Beaudoin J.-F., and Wesfreid J.-E., 2009, "Drag and lift reduction of a 3D bluff-body using active vortex generators," *Experiments in fluids*, **48**(5), pp. 771-789.
- [24] Hucho W. H., 1998, *Aerodynamics of Road Vehicles: From Fluid Mechanics to Vehicle Engineering*, Cambridge University Press, Cambridge.
- [25] Cooper K., 1993, "Bluff-body aerodynamics as applied to vehicles," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **49**(1-3), pp. 1-21.
- [26] Bearman P. W., 1997, "Near wake flows behind two- and three-dimensional bluff bodies," *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, **69-71**, pp. 33-54.
- [27] Barnard R. H., 1996, *Road Vehicle Aerodynamic Design: An Introduction*, Longman, Essex.
- [28] Good G. M. Le, 2004, "On the use of reference models in automotive aerodynamics," SAE 2004-01-13.
- [29] Morel T., 1978, "The effect of base slant angle on the flow pattern and drag of three-dimensional bodies with blunt ends," *Symposium on Aerodynamic Drag Mechanisms of Bluff Bodies and Road Vehicles*, Plenum Press, New York, USA, pp. 191 - 226.
- [30] Chometon F., Strzelecki A., Ferrand V., Dechipre H., Dufour P. C., Gohlke M., and Herbert V., 2005, "Experimental study of unsteady wakes behind an oscillating car model," *SAE transactions*, **114**(6), pp. 665-673.
- [31] Aider J., Dubuc L., Hulin G., and Elena L., 2000, "Experimental and numerical investigation of the flow over a simplified vehicle shape," *Proceedings of the 3rd MIRA international vehicle aerodynamics conference*, Rugby.
- [32] Carr G. W., and Stapleford W. ., 1986, "Blockage effects in automotive wind - tunnel testing," SAE 860093.



- [33] Ahmed S., Ramm G., and Faltin G., 1984, "Some Salient Features of the Time-Averaged Ground Vehicle Wake," SAE 840300.
- [34] Spohn A., and Gilliéron P., 2002, "Flow separations generated by a simplified geometry of an automotive vehicle," IUTAM Symposium: unsteady separated flows, Toulouse.
- [35] Minguez M., Pasquetti R., and Serre E., 2008, "High-order large-eddy simulation of flow over the 'Ahmed body' car model," *Physics of Fluids*, **20**(9), p. 095101.
- [36] Krajnović S., and Davidson L., 2005, "Flow Around a Simplified Car, Part 1: Large Eddy Simulation," *Journal of Fluids Engineering*, **127**(5), pp. 907-918.
- [37] Krajnović S., and Davidson L., 2005, "Flow Around a Simplified Car, Part 2: Understanding the Flow," *Journal of Fluids Engineering*, **127**(5), pp. 919-928.
- [38] D'Hondt M., Gilliéron P., and Devinant P., 2011, "Flow in the engine compartment: analysis and optimisation," *International Journal of Aerodynamics*, **1**(3/4), pp. 384-403.
- [39] Gilliéron P., 2000, "Analyse, modélisation et typologie des écoulements de culot dans l'automobile," AAAF- 36eme colloque d'aérodynamique appliquée.
- [40] Lienhart H., and Becker S., 2003, "Flow and Turbulence Structure in the Wake of a Simplified Car Model," SAE 2003 World Congress, Detroit.
- [41] Guilmineau E., 2008, "Computational study of flow around a simplified car body," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **96**(6-7), pp. 1207-1217.
- [42] Vio G., Watkins S., Mousley P., Watmuff J., and Prasad S., 2005, "Flow structures in the near-wake of the Ahmed model," *Journal of Fluids and Structures*, **20**(5), pp. 673-695.
- [43] Leclerc C., 2008, "Réduction de la traînée d'un véhicule automobile simplifié à l'aide du contrôle actif par jet synthétique," Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse.
- [44] Thacker A., 2010, "Contribution expérimentale à l'analyse stationnaire et instationnaire de l'écoulement à l'arrière d'un corps de faible allongement," Thèse de l'Université d'Orléans.
- [45] Rouméas M., Gilliéron P., and Kourta A., 2008, "Separated Flows Around the Rear Window of a Simplified Car Geometry," *Journal of Fluids Engineering*, **130**(2), p. 021101.
- [46] Rouméas M., 2006, "Contribution à l'analyse et au contrôle des sillages de corps épais par aspiration ou soufflage continu," Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse.
- [47] Lehugeur B., 2007, "Caractérisation et contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales en aérodynamique automobile," Thèse de l'Université Pierre et Marie Curie.
- [48] Gilliéron P., Leroy A., Aubrun S., and Audier P., 2010, "Influence of the Slant Angle of 3D Bluff Bodies on Longitudinal Vortex Formation," *Journal of Fluids Engineering*, **132**(5), p. 051104.

- [49] Lehugeur B., Gilliéron P., and Ta - Phuoc L., 2005, "Characterization of longitudinal vortices in the wake of a simplified car model," 23rd AIAA Applied Aerodynamics Conference, Toronto.
- [50] Thacker A., Leroy A., Aubrun S., Loyer S., and Devinant P., 2009, "Caractéristiques du sillage du corps de Ahmed : effet de la suppression du décollement de lunette arrière," GDR 2502 Contrôle des décollements, A. Kourta, ed., Cépaduès, pp. 87-99.
- [51] Lienhart H., Stoots C., and Becker S., 2000, "Flow and turbulence structures in the wake of a simplified car model (Ahmed model)," DGLR Fach. Symp. der AG STAB, Stuttgart.
- [52] Strachan R. K., Knowles K., and Lawson N. J., 2007, "The vortex structure behind an Ahmed reference model in the presence of a moving ground plane," Experiments in Fluids, **42**(5), pp. 659-669.
- [53] Fares E., 2006, "Unsteady flow simulation of the Ahmed reference body using a lattice Boltzmann approach," Computers & Fluids, **35**(8-9), pp. 940-950.
- [54] Beaudoin J.-F., Cadot O., Aider J.-L., Gosse K., Paranthoën P., Hamelin B., Tissier M., Allano D., Mutabazi I., Gonzales M., and Wesfreid J.-E., 2004, "Cavitation as a complementary tool for automotive aerodynamics," Experiments in Fluids, **37**(5), pp. 763-768.
- [55] Kapadia S., Roy S., and Wurtzler K., 2003, "Detached-eddy simulation over a reference Ahmed car model," 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA, Reno.
- [56] Conan B., Anthoine J., and Planquart P., 2010, "Experimental aerodynamic study of a car-type bluff body," Experiments in Fluids, **50**(5), pp. 1273-1284.
- [57] Hinterberger C., García-Villalba M., and Rodi W., 2003, "Large eddy simulation of flow around the Ahmed body," Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics / The Aerodynamics of Heavy Vehicles: Trucks, Buses, and Trains, **20**, pp. 77-89.
- [58] Boucinha V., Weber R., and Kourta A., 2011, "Drag reduction of a 3D bluff body using plasma actuators," International Journal of Aerodynamics, **1**(3/4), pp. 262-281.
- [59] Roshko A., 1993, "Perspectives on bluff body aerodynamics," Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, **49**(1-3), pp. 79-100.
- [60] Flatt J., 1961, "The History of Boundary Layer Control Research in the United States of America," Boundary Layer and Flow Control, G.V. Lachemann, ed., Pergamon Press, New York, USA, pp. 122 - 143.
- [61] Chometon F., Gilliéron P., and Laurent J., 2000, "Aerodynamics of Nasal Airways with Application to Obstruction," pp. 1-6.
- [62] Meredith F. W., 1935, "Cooling of Aircraft Engines with Special Reference to Ethylene Glycol Radiators Enclosed in Ducts," Aeronautical Research Committee Reports and Memoranda n°1683.
- [63] Gad-el-Hak M., 2000, Flow Control: Passive, Active, and Reactive Flow Management, Cambridge University Press, Cambridge.

- [64] Coon J. D., and Visser K. D., 2004, "Drag Reduction of a Tractor-Trailer Using Planar Boat Tail Plates," *The Aerodynamics of Heavy Vehicles: Trucks, Buses, and Trains*, R. McCallen, F. Browand, and J. Ross, eds., Springer Berlin / Heidelberg, pp. 249-265.
- [65] Gilliéron P., and Kourta A., 2009, "Aerodynamic drag reduction by vertical splitter plates," *Experiments in Fluids*, **48**(1), pp. 1-16.
- [66] Hoerner S. F., 1992, *Fluid-Dynamic Lift: Practical Information on Aerodynamic and Hydrodynamic Lift*, Hoerner Fluid Dynamics, New York.
- [67] Kourta A., and Gilliéron P., 2009, "Impact of the Automotive Aerodynamic Control on the Economic Issues," *Journal of Applied Fluid Mechanics*, **2**(2), pp. 69-75.
- [68] Aider J.-L., Lasserre J.-J., Beaudoin J.-F., Herbert V., and Wesfreid J.-E., 2009, "Contrôle d'écoulement en Aérodynamique automobile," 19ème Congrès Français de Mécanique, Marseille, pp. 1-6.
- [69] Koike M., Nagayoshi T., and Hamamoto N., 2004, "Research on aerodynamic drag reduction by vortex generators," *Mitsubishi Motors Technical Review*, **16**, pp. 11 - 16.
- [70] Bruneau C., Gilliéron P., and Mortazavi I., 2007, "Flow manipulation around the Ahmed body with a rear window using passive strategies," *Comptes Rendus Mécanique*, **335**(4), pp. 213-218.
- [71] Bruneau C.-H., and Mortazavi I., 2004, "Passive control of the flow around a square cylinder using porous media," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, **46**(4), pp. 415-433.
- [72] Falchi M., Provenzano G., Pietrogiamici D., and Romano G. P., 2006, "Experimental and numerical investigation of flow control on bluff bodies by passive ventilation," *Experiments in Fluids*, **41**(1), pp. 21-33.
- [73] Cannizzo F., 2008, "L'évolution de l'aérodynamique Ferrari sur ces 20 dernières années," [www.auto-innovations.com](http://www.auto-innovations.com), pp. 1-11.
- [74] 2001, "BMW Gina Light Visionnary Concept - Design," <http://www.bmw.tv/>.
- [75] Beaudoin J. F., Cadot O., Aider J. L., and Wesfreid J. E., 2006, "Bluff-body drag reduction by extremum-seeking control," *Journal of Fluids and Structures*, **22**(6-7), pp. 973-978.
- [76] Modi V. J., Ying B., and Yokomizo T., 1990, "Boundary layer control of bluff bodies through momentum injection," SAE 902225.
- [77] Modi V., 1997, "Moving Surface Boundary-Layer Control: a Review," *Journal of Fluids and Structures*, **11**(6), pp. 627-663.
- [78] Jolibois J., Forte M., and Moreau E., 2008, "Separation Control along a NACA 0015 Airfoil Using a Dielectric Barrier Discharge Actuator," *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS*, G.M.L. Gladwell, R. Moreau, J.F. Morrison, D.M. Birch, and P. Lavoie, eds., Springer Netherlands, pp. 175-181.
- [79] Greenblatt D., 2000, "The control of flow separation by periodic excitation," *Progress in Aerospace Sciences*, **36**(7), pp. 487-545.

- [80] Aubrun S., McNally J., Alvi F., and Kourta A., 2011, "Separation flow control on a generic ground vehicle using steady microjet arrays," Experiments in Fluids DOI: 10.1007/s00348-011-1132-0.
- [81] Gimeno L., Talbi A., Viard R., Preobrazhensky V., Merlen A., and Pernod P., 2009, "Microjets synthétiques MMMS pour les contrôles d'écoulements aérodynamiques," GDR 2502 Contrôle des décollements, A. Kourta, ed., Cepaduès, pp. 149 -156.
- [82] Ghozlani W., Baldas L., Caen R., and Kourta A., 2009, "Etude numérique et expérimentale des actionneurs micro-fluidiques pour le contrôle actif des écoulements," GDR 2502 Contrôle des décollements, A. Kourta, ed., Cepaduès, pp. 157 - 166.
- [83] Pernod P., Merlen A., Talbi A., Preobrazhensky V., Viard R., Gimeno L., and Ducloux O., 2011, "IEMN/LEMAC magneto-mechanical microjets and micro-hotwires and aerodynamic active flow control," International Journal of Aerodynamics, **1**(3/4), pp. 243-261.
- [84] Harambat F., Lasserre J., Beaudoin J., Edouard C., and Aider J., 2006, "Characterization of the flow induced by high amplitude clearance pulsed micro-jets," European Drag Reduction and Flow Control Meeting, Ischia.
- [85] McManus K. R., Legner H. H., and Davis S. J., 1994, "Pulsed Vortex Generator Jets for Active Control of Flow Separation," 25th AIAA Fluid Dynamics Conference, Colorado Springs, USA.
- [86] Wygnanski I., 1997, "Boundary Layer and Flow Control by Periodic Addition of Momentum," 4th AIAA Shear Flow Control Conference AIAA 97-2117, pp. 1 - 21.
- [87] Brunn A., and Nitsche W., 2003, "Separation control by periodic excitation in a turbulent axisymmetric diffuser flow," Journal of Turbulence, **4**, pp. 1-13.
- [88] Brunn A., and Nitsche W., 2006, "Active control of turbulent separated flows over slanted surfaces," International Journal of Heat and Fluid Flow, **27**(5), pp. 748-755.
- [89] Sigurdson L. W., 1995, "The structure and control of a turbulent reattaching flow," Journal of Fluid Mechanics, **298**, pp. 139-165.
- [90] Kiya M., Shimizu M., and Mochizuki O., 1997, "Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble," Journal of Fluid Mechanics, **342**, pp. 119-139.
- [91] Chun K. B., and Sung H. J., 1996, "Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing," Experiments in Fluids, **21**(6), pp. 417-426.
- [92] Ho C. M., and Huerre P., 1984, "Perturbed Free Shear Layers," Annual Review of Fluid Mechanics, **16**(1), pp. 365-422.
- [93] Yoshioka S., Obi S., and Masuda S., 2001, "Organized vortex motion in periodically perturbed turbulent separated flow over a backward-facing step," International journal of heat and fluid flow, **22**(3), pp. 301-307.
- [94] Yoshioka S., Obi S., and Masuda S., 1999, "Momentum transfer in the periodically perturbed turbulent separated flow over the backward-facing step," Proceedings of the

- First International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena TSFP-1, Santa Barbara, CA, USA, pp. 1321–1326.
- [95] Chun K. B., and Sung H. J., 1998, "Visualization of a locally-forced separated flow over a backward-facing step," *Experiments in Fluids*, **25**(2), pp. 133-142.
  - [96] Duriez T., Aider J., Wesfreid J. E., and Artana G., 2011, "Control of a massively separated flow through vortex pairing and phase locking," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, pp. 1-4.
  - [97] Krajnović S., and Fernandes J., 2011, "Numerical simulation of the flow around a simplified vehicle model with active flow control," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **32**(1), pp. 192-200.
  - [98] Henning L., Pastoor M., King R., Noack B., and Tadmor G., 2007, "Feedback Control Applied to the Bluff Body Wake," *Active Flow Control*, R. King, ed., Springer Berlin / Heidelberg, pp. 369-390.
  - [99] Fourrié G., Keirsbulck L., Labraga L., and Gilliéron P., 2011, "Bluff-body drag reduction using a deflector," *Experiments in Fluids*, **50**(2), pp. 385-395.
  - [100] Bideaux E., Bobillier P., Fournier E., Gilliéron P., Hajem M. E., Champagne J. Y., Gilotte P., and Kourta A., 2011, "Drag reduction by pulsed jets on strongly unstructured wake: towards the square back control," *International Journal of Aerodynamics*, **1**(3/4), pp. 282-298.
  - [101] Fourrié G., Keirsbulck L., Labraga L., and Gilliéron P., 2009, "Contrôle passif de l'écoulement autour d'une géométrie simplifiée de véhicule," 19ème Congrès Français de Mécanique, Marseille.
  - [102] Rouméas M., Gilliéron P., and Kourta A., 2008, "Drag reduction by flow separation control on a car after body," *International journal for numerical methods in fluids*, **60**(11), pp. 1222-1240.
  - [103] Pujals G., Depardon S., and Cossu C., 2010, "Drag reduction of a 3D bluff body using coherent streamwise streaks," *Experiments in Fluids*, **49**(5), pp. 1085-1094.
  - [104] Krajnović S., and Östh J., 2009, "LES of active flow control around an Ahmed body with active flow control," *Conference on Modelling Fluid Flow (CMFF'09)*, Budapest.
  - [105] Beaudoin J.-F., and Aider J.-L., 2008, "Drag and lift reduction of a 3D bluff body using flaps," *Experiments in Fluids*, **44**(4), pp. 491-501.
  - [106] McCormick D. C., 2000, "Boundary Layer Separation Control with direct Synthetic jets," 25th AIAA Fluid Dynamics Conference, Colorado Springs, USA, pp. 1-11.
  - [107] Duriez T., 2009, "Application des générateurs de vortex au contrôle d'écoulements décollés," Université Paris Diderot - Paris VII.
  - [108] Duriez T., Aider J., and Wesfreid J., 2008, "Non-linear modulation of a boundary layer induced by vortex generators," AIAA-2008-4076.

- [109] Lehugeur B., Gilliéron P., and Bobillier P., 2009, "Contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales dans le sillage d'une géométrie simplifiée de véhicule automobile : approche expérimentale," *Mécanique & Industries*, **9**(6), pp. 533-541.
- [110] Lehugeur B., Gilliéron P., and Ivanic T., 2006, "Contribution de l'éclatement tourbillonnaire à la réduction de la traînée des véhicules automobiles : approche numérique," *Comptes Rendus Mécanique*, **334**(6), pp. 368-372.
- [111] Harvey J. K., 1962, "Some observations of the vortex breakdown phenomenon," *Journal of Fluid Mechanics*, **14**(04), pp. 585-592.
- [112] Bruneau C. H., Creuse E., Depeyras D., Gilliéron P., and Mortazavi I., 2011, "Active procedures to control the flow past the Ahmed body with a 25° rear window," *International Journal of Aerodynamics*, **1**(3/4), pp. 299-317.
- [113] Brunn A., Wassen E., Sperber D., Nitsche W., and Thiele F., 2007, "Active drag control for a generic car model," *Active Flow Control*, Berlin, pp. 247-259.
- [114] Krentel D., Muminovic R., Brunn A., Nitsche W., and King R., 2010, "Application of Active Flow Control on Generic 3D Car Models," *Active Flow Control II*, Berlin, pp. 223-239.
- [115] Abbott I. H., and Doenhoff A. E. Von, 1959, *Theory of Wing Sections*, Dover Publications, New York.
- [116] Gilliéron P., 2000, "La technique des visualisations pariétales," *Aérodynamique Appliquée*, pp. 19-26.
- [117] Pope A., and Rae W. H., 1984, *Low-Speed Wind Tunnel Testing*, Wiley-Interscience.
- [118] Joseph P., 2010, *Rapport IAT n°2585/A*.
- [119] Naudascher E., and Rockwell D., 2005, *Flow-Induced Vibrations: An Engineering Guide*, Dover Publications.
- [120] Lecordier B., 2007, "Technique avancée en traitement PIV et précision," *Ecole AFVL, Ile de Ré*, pp. 1-121.
- [121] Cousteix J., 1989, *Aérodynamique - Turbulence et couche limite*, Cepadues.
- [122] Fourrié G., 2011, "Caractérisation pariétale instationnaire et contrôle de l'écoulement autour d'un corps épais," *Thèse de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis*.
- [123] Aider J.-L., 2010, *Rapport d'activité du projet CARAVAJE*.
- [124] Kiya M., and Sasaki K., 1985, "Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble," *Journal of Fluid Mechanics*, **154**, pp. 463-491.
- [125] Cortelezzi L., and Karagozian A. R., "On the formation of the counter-rotating vortex pair in transverse jets," *Journal of Fluid Mechanics*, **446**, pp. 347-373.

- [126] Duriez T., Aider J.-L., and Wesfreid J., 2009, "Self-Sustaining Process through Streak Generation in a Flat-Plate Boundary Layer," *Physical Review Letters*, **103**(14).
- [127] Duriez T., Aider J., and Wesfreid J. E., 2006, "Base flow modification by streamwise vortices. application to the control of separated flows," *ASME Joint U.S. - European Fluids Engineering Summers Meeting*, Miami, pp. 1-6.
- [128] Duriez T., Aider J.-L., and Wesfreid J. E., 2008, "Control of a Separated Flow over a Smoothly Contoured Ramp Using Vortex Generators," *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS*, J.F. Morrison, D.M. Birch, and P. Lavoie, eds., Springer Netherlands, pp. 437-441.
- [129] Wassen E., Eichinger S., and Thiele F., 2010, "Simulation of Active Drag Reduction for a Square-Back Vehicle," *Active Flow Control II*, R. King, ed., Springer Berlin / Heidelberg, pp. 241-255.





---

## TABLE DES FIGURES

---



Figure 1 : Evolution de la banquise entre 1979 et 2007 (document NASA) .....	17
Figure 2 : Consommations d'énergie fossile et électrique par mode en 2009 [2] .....	18
Figure 3 : Evolution des composantes de la résistance à l'avancement en fonction de la vitesse de roulage.....	19
Figure 4 : Partenaires du projet CARAVAJE .....	20
Figure 5 : Efforts sur un solide plongé dans un écoulement.....	25
Figure 6 : Torseur aérodynamique et repère associé (inspiré de Katz [6]) .....	26
Figure 7 : Sillages d'un corps profilé (gauche) et d'un corps mal profilé (droite) .....	27
Figure 8 : Décollement d'une couche limite en présence d'un gradient de pression adverse, depuis Buresti [7] .....	28
Figure 9 : Description schématique d'une bulle de recirculation, d'après Délerly [8] .....	29
Figure 10 : Description schématique d'un décollement derrière une marche descendante, d'après Délerly [8].....	30
Figure 11 : Description schématique d'un décollement sur surface courbée.....	30
Figure 12 : Description schématique d'un décollement derrière un culot droit, d'après Délerly [8] .....	30
Figure 13 : Description schématique d'un décollement derrière un culot droit en présence d'un écoulement dissymétrique, d'après Délerly [8].....	31
Figure 14 : Représentation d'un décollement 3D, d'après Délerly [8] .....	32
Figure 15 : Représentation de structures tourbillonnaires : a) tourbillon trombe et b) tourbillon fer à cheval, d'après Délerly [8] .....	32
Figure 16 : Tourbillons de bouts d'ailes : a) schématisation et b) visualisation, d'après Délerly [8] .....	33
Figure 17 : Topologie d'écoulement autour d'un corps mal profilé tridimensionnel, d'après Buresti [7] .....	34
Figure 18 : Exemple d'instabilités de zone décollé derrière une marche descendante.....	35
Figure 19 : Véhicule dans un tube de courant (d'après Hucho [24]).....	37
Figure 20 : Cartographies de coefficients de perte de pression totale dans le sillage d'un corps de Ahmed échelle 4 (Résultats CNRT).....	38
Figure 21 : Sources de trainée [24] et contributions [27] sur une automobile quelconque .....	40
Figure 22 : Corps de référence simples : corps de Morel (gauche, depuis [24]) et corps de Willy (droite) .....	41
Figure 23 : Corps génériques automobiles : maquettes du MIRA (gauche) et maquette Admunsen (droite, depuis [31]).....	41
Figure 24 : Géométrie initiale du corps de Ahmed (d'après Ahmed et al. [33]) .....	42
Figure 25 : Evolution de la trainée et de la topologie d'écoulement associée en fonction de l'angle de lunette (d'après Ahmed et al. [33] et Gilliéron [39]).....	44

Figure 26 : Principe de formation des tourbillons longitudinaux (d'après Lienhart et Becker [40]) .....	45
Figure 27 : Représentation schématique de l'écoulement moyen à l'arrière du corps de Ahmed pour des angles de lunette inférieurs à 30° (d'après Ahmed et al. [33]) .....	46
Figure 28 : Foyer d'enroulement de la bulle décollée (d'après Vio et al. [42]) .....	46
Figure 29 : Position de l'axe d'une des structures longitudinales, d'après Leclerc [43] .....	48
Figure 30 : Structure des tourbillons longitudinaux d'après (a) Spohn et Gilliéron [34] et (b) Krajnovic et Davidson [37] .....	48
Figure 31 : Mesures PIV dans le plan longitudinal médian, d'après Thacker et al. [50] .....	49
Figure 32 : Schéma de la recirculation de culot, d'après Krajnovic et Davidson [37] .....	49
Figure 33 : Répartition de pression à l'arrière du corps de Ahmed, d'après Fares [53] .....	50
Figure 34 : Cartographie de pertes de pression totale, depuis Rouméas [46] .....	52
Figure 35 : Visualisation instantanée de l'écoulement sur la lunette, d'après Krajnovic et Davidson [37] .....	53
Figure 36 : Clichés instantanés de l'écoulement, d'après Hinterberger et al. [57] .....	53
Figure 37 : Interactions entre le bulbe décollé et les tourbillons longitudinaux, d'après Minguez et al. [35] .....	54
Figure 38 : Principe de réduction / suppression du décollement .....	57
Figure 39 : Classification des solutions de contrôle, d'après Gad-el-Hak [63] .....	57
Figure 40 : Mercedes Bionic ( $C_x : 0.19$ ) .....	58
Figure 41 : Appendices aérodynamiques : Lotus Renault R31 2011 (gauche) et plaques séparatrices longitudinales sur un poids lourd (droite, d'après Coon et Visser [64]) .....	59
Figure 42 : Principe des générateurs de vortex passifs, d'après Aider et al. [23] .....	59
Figure 43 : Générateurs de vortex sur Mitsubishi Lancer Evolution VIII : intégration sur véhicule (gauche) et distribution de pression sur la partie arrière d'après Koike et al. [69] (droite) .....	60
Figure 44 : Principe du contrôle de couche limite par paroi poreuse, d'après Bruneau et Mortazavi [71] .....	60
Figure 45 : Contrôle actif chez PSA : aileron déployable sur C-Sportlounge (gauche) et générateurs de vortex escamotable sur C-Airlounge (droite) .....	62
Figure 46 : Contrôle actif par cylindre rotatif, d'après Beaudoin [22] : a) écoulement de référence, b) écoulement avec cylindre tournant .....	62
Figure 47 : Exemple de micro-actionneurs : actionneur à membrane pour jets synthétiques (gauche, d'après Gimeno et al. [81]), et micro-vanne magnéto-mécanique (droite, d'après Pernod et al. [83]) .....	65
Figure 48 : Principe du contrôle sur décollement partiel .....	66
Figure 49 : Paramètres de la fréquence de forçage universelle, d'après Sigurdson [89] .....	67

Figure 50 : Lien entre temps de cycle et fréquence optimale dans le cas d'un soufflage tangentiel par plasma sur une marche descendante, d'après Duriez et al. [96] .....	68
Figure 51 : Mécanisme du forçage optimal, selon Duriez et al. [96] .....	69
Figure 52 : Stratégie de contrôle sur décollement complet, d'après Brunn et Nitsche [88] .....	69
Figure 53 : Stratégie de contrôle sur décollement complet, d'après Henning et al. [98] .....	70
Figure 54 : Contrôle du bulbe décollé par décollement massif, d'après Fourrié et al. [101] .....	72
Figure 55 : Effet de la suppression complète du décollement : champs de pression moyen couplé à une visualisation pariétale : gauche : configuration décollée, droite : configuration attachée, d'après Thacker [44] .....	72
Figure 56 : Symétrisation des tourbillons de culot, d'après Thacker [44] .....	73
Figure 57 : Effet du contrôle des tourbillons longitudinaux par soufflage continu, d'après Lehueur [47] .....	76
Figure 58 : Stratégies de contrôle de la recirculation de culot par forçage périodique, d'après Krentel et al. [114] et Krajnovic et Osth [104] .....	77
Figure 59 : Stratégies de contrôle combiné par volets, d'après Beaudoin et Aider [105] .....	78
Figure 60 : Stratégie de contrôle combiné par soufflage et aspiration continu, d'après Bruneau et al. [112] .....	79
Figure 61 : Plan de la soufflerie S4 de l'IAT .....	83
Figure 62 : Dimensions du corps de Ahmed échelle $\frac{1}{4}$ .....	84
Figure 63 : Implantation de la maquette échelle $\frac{1}{4}$ en soufflerie : détails de la garde au sol, du bord d'attaque et dimensions du faux plancher .....	84
Figure 64 : Principe des visualisations pariétales, d'après Détery [8] .....	86
Figure 65 : Lignes et points singuliers, d'après Gilliéron [116] : 1 : nœud d'attachement, 2 : foyer de séparation, 3 : point selle, 4 : ligne de décollement, 5 : ligne d'attachement .....	86
Figure 66 : Principe d'implantation des prises de pression pariétale .....	87
Figure 67 : Localisation des mesures de pression pariétales .....	87
Figure 68 : Implantation de la balance plot sous la maquette échelle $\frac{1}{4}$ .....	88
Figure 69 : Principe de la sonde de Prandtl .....	89
Figure 70 : Principe de la sonde de Kiel (gauche) et courbe de l'évolution de l'erreur de mesure en fonction de l'incidence de l'écoulement, d'après Pope et Rae [117] (droite) .....	90
Figure 71 : Principe de l'anémométrie à température constante, document Dantec .....	90
Figure 72 : Explorateur robotisé "2.5D" .....	91
Figure 73 : Portique de l'explorateur .....	91
Figure 74 : Bras robotisés de l'explorateur .....	92
Figure 75 : Distributions de pression sur la partie arrière du corps (coefficient $C_p$ ) avec et sans explorateur ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ) .....	93

Figure 76 : Principe d'installation de la PIV en soufflerie S4.....	94
Figure 77 : Désignation des dimensions caractéristiques du corps de Ahmed.....	95
Figure 78 : Couche limite à 0.7 m du bord d'attaque du plancher, $Re = 1.4 \cdot 10^6$ (20 m/s, gauche) et $Re = 2.1 \cdot 10^6$ (30 m/s, droite).....	97
Figure 79 : Taux de turbulence longitudinaux et transversaux en fonction de la vitesse de soufflerie.....	97
Figure 80 : Densité spectrale de puissance (normalisée par la variance) associée à la composante fluctuante longitudinale pour $U_0 = 30$ m/s.....	98
Figure 81 : $C_x$ maquette échelle $\frac{1}{4}$ en fonction du nombre de Reynolds .....	99
Figure 82 : Représentation de la charge de pression sur l'arrière du corps de Ahmed échelle $\frac{1}{4}$ (coefficient $C_p$ ) : $Re = 1.4 \cdot 10^6$ (gauche) et $Re = 2.7 \cdot 10^6$ (droite) .....	100
Figure 83 : Evolution de la taille de la bulle décollée avec le nombre de Reynolds .....	101
Figure 84 : Visualisations et pressions pariétales pour $Re = 1.4 \cdot 10^6$ , $Re = 2.1 \cdot 10^6$ et $Re = 2.7 \cdot 10^6$ .....	101
Figure 85 : Evolution en % du $C_p$ sur la lunette entre (gauche) et variation du $C_p$ moyen de toute la lunette (droite) entre $Re = 1.4 \cdot 10^6$ et $Re = 2.7 \cdot 10^6$ (20 m/s et 40 m/s) .....	102
Figure 86 : Visualisation pariétale de l'écoulement à 20 m/s ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ) avec identification des différentes structures.....	103
Figure 87 : Position et dimensions des plans de tomographie de référence par rapport à la maquette.....	104
Figure 88 : Tomographie de perte de pression d'arrêt : $Re = 1.4 \cdot 10^6$ (gauche) et $Re = 2.1 \cdot 10^6$ (droite) .....	104
Figure 89 : Plans PIV de la lunette dans le plan médian ( $Y = 0$ ) : champs de vecteurs vitesse et champs des iso-vitesses longitudinales pour $Re = 1.4 \cdot 10^6$ (20 m/s), $Re = 2.1 \cdot 10^6$ (30 m/s) et $Re = 2.8 \cdot 10^6$ (40 m/s) .....	105
Figure 90 : Plan PIV du sillage dans le plan médian ( $Y = 0$ ) : lignes de courant et champs des iso-vitesses pour $Re = 1.4 \cdot 10^6$ (20 m/s), $Re = 2.45 \cdot 10^6$ (35 m/s) et $Re = 2.8 \cdot 10^6$ (40 m/s).....	106
Figure 91 : Plans transverses PIV de sillage ( $\Delta X/H_0 = 0.5$ ) : champs des vecteurs vitesse transverses et champs des iso-valeurs associées $Re = 1.4 \cdot 10^6$ (20 m/s) et $Re = 2.1 \cdot 10^6$ (30 m/s) .....	107
Figure 92 : Positions des profils de vitesse .....	108
Figure 93 : Profils moyens de couche limite à 0.1 m ( $\Delta X/h_L = -1$ ) en amont de l'arête, $Re = 1.4 \cdot 10^6$ (20 m/s, gauche) et $Re = 2.1 \cdot 10^6$ (30 m/s, droite) .....	108
Figure 94 : Couche limite à 0.02 m en amont de l'arête, $Re = 1.4 \cdot 10^6$ (20 m/s, gauche) et $Re = 2.1 \cdot 10^6$ (30 m/s, droite) .....	109
Figure 95 : Couches de cisaillement dans la zone décollée pour $Re = 1.4 \cdot 10^6$ : profil de vitesse (gauche) et profil de turbulence (droite).....	110
Figure 96 : Couches de cisaillement dans la zone décollée pour $Re = 2.1 \cdot 10^6$ : profil de vitesse (gauche) et profil de turbulence (droite).....	110

Figure 97 : Positions des zones d'exploration instationnaires ( $\Delta X/h_0 = 0.5$ ) .....	112
Figure 98 : Densité spectrale de puissance, position 1 pour $Re = 1.4 \cdot 10^6$ à $Re = 2.8 \cdot 10^6$ .....	113
Figure 99 : Densité spectrale de puissance, positions 2 et 2b pour $Re = 1.4 \cdot 10^6$ à $Re = 2.8 \cdot 10^6$ : a) mesures au-dessus de la jonction culot / lunette et b) au-dessous .....	113
Figure 100 : Densité spectrale de puissance, position 3 pour $Re = 1.4 \cdot 10^6$ à $Re = 2.8 \cdot 10^6$ .....	114
Figure 101 : Positions des explorations complémentaires au fil chaud .....	115
Figure 102 : Densités spectrales de puissance issues des explorations au fil chaud : a) exploration verticale descendante sur la hauteur du culot, position $\Delta X/h_0 = 0.7$ en aval de la maquette et b) exploration horizontale rasante sur le plancher, position $\Delta X/h_0 = 0.88$ en aval de la maquette .....	115
Figure 103 : Résultats de simulations LES sur un corps de Ahmed à $25^\circ$ , $Re = 2.8 \cdot 10^6$ : champs de vitesse moyen dans le plan longitudinal médian ( $Y = 0$ , gauche) et visualisation instantanée des zones de vitesse nulle (droite), document PSA [123] .....	116
Figure 104 : Densité spectrale de puissance issue de mesures à la sonde de Kiel pour $Re = 1.4 \cdot 10^6$ à $Re = 2.7 \cdot 10^6$ dans le sillage immédiat d'un des pieds de la maquette .....	117
Figure 105 : Densités spectrales de puissance de la vitesse dans la couche de cisaillement au niveau du maximum de turbulence (point d'inflexion) pour $\Delta X/h_L = 0.1$ et $\Delta X/h_L = 0.5$ en aval de l'arête pavillon / lunette, pour $Re = 1.4 \cdot 10^6$ et $Re = 2.1 \cdot 10^6$ .....	118
Figure 106 : Schéma de principe du contrôle par électrovannes .....	125
Figure 107 : Schéma d'une électrovanne, document Matrix .....	126
Figure 108 : Schéma de principe des buses d'éjections .....	126
Figure 109 : Schéma des différents types de plaques perforées .....	127
Figure 110 : Photographie du système électrovannes .....	127
Figure 111 : Schéma de principe du contrôle par MEMS .....	128
Figure 112 : Principe de fonctionnement des actionneurs MEMS : a) MEMS au repos et b) phases de fonctionnement .....	129
Figure 113 : Construction interne d'un MEMS, document Flowdit .....	130
Figure 114 : Géométries de sorties des MEMS, document Flowdit .....	130
Figure 115 : a) Actionneurs MEMS (et pièce de 1€ pour l'échelle) et b) vue CAO du boîtier d'intégration .....	131
Figure 116 : Détails de l'implantation du contrôle, Version 1 : positions et géométries des buses .....	131
Figure 117 : Détails de l'implantation du contrôle, Version 2 : positions des emplacements de contrôle .....	132
Figure 118 : Détails du boîtier d'arête et exemples de buses .....	133
Figure 119 : Détails de l'intégration des actionneurs MEMS .....	133
Figure 120 : Evolution de $U_j$ en fonction de $p_j$ ( $f_j = 200$ Hz) – boîtier droit Version 2 et fente discontinue .....	135

Figure 121 : Evolution de $U_j$ en fonction de $f_j$ ( $p_j = 4.3$ bar) – boîtier droit Version 2 et fente discontinue .....	135
Figure 122 : Profil de vitesse $U_j$ sur l'envergure de la fente ( $f_j = 200$ Hz, $p_j = 1.9$ bar) – boîtier droit Version 2 et fente discontinue.....	136
Figure 123 : Evolution temporelle de $U_j$ en fonction de $p_j$ ( $f_j = 200$ Hz) .....	137
Figure 124 : Densité spectrale de puissance normalisée et adimensionnée de $U_j$ ( $f_j = 200$ Hz, $p_j = 4.5$ bar - Figure 123c).....	137
Figure 125 : Evolution temporelle de $U_j$ en fonction de $f_j$ ( $p_j = 4.3$ bar) .....	138
Figure 126 : Configurations de contrôle testées, positions et formes des buses.....	140
Figure 127 : Création de tourbillons longitudinaux par interaction d'un jet et d'un écoulement transverse, d'après Cortelezzi et Karagozian [125].....	140
Figure 128 : Plan PIV rasant - champ moyen de vitesse - 2 mm au-dessus de la surface .....	141
Figure 129 : Réduction de $C_x$ – fente continue lunette ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ).....	143
Figure 130 : Réduction de $C_x$ – fente discontinue lunette ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ).....	144
Figure 131 : Réduction de $C_x$ – fente discontinue pavillon ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ).....	145
Figure 132 : Réduction de $C_x$ – winglets pavillon ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ).....	146
Figure 133 : Positions et dénominations des capteurs de pression .....	147
Figure 134 : Variations de pression – fente discontinue pavillon ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ) .....	148
Figure 135 : Variations de pression – winglets pavillon ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ) .....	149
Figure 136 : Variations de pression – fente continue lunette ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ) .....	150
Figure 137 : Variations de pression – fente discontinue lunette ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ) .....	150
Figure 138 : Schématisation des variations de pression pariétale pour les deux modifications d'écoulement.....	152
Figure 139 : Comparaison des résultats, maquette Version 1 et Version 2 : configuration fente discontinue pavillon ( $\Delta X/L_L = -0.45$ , $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ) .....	153
Figure 140 : Positions de soufflage – fente discontinue – maquette Version 2.....	153
Figure 141 : Réduction de $C_x$ en fonction de la position des jets - fente discontinue ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ) .....	154
Figure 142 : Méthode de variation de l'espacement des jets.....	154
Figure 143 : Réduction de $C_x$ en fonction de l'espacement des jets - fente discontinue ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ).....	155
Figure 144 : Réduction de $C_x$ en fonction du nombre de Reynolds - fente discontinue .....	156
Figure 145 : Modification de l'écoulement moyen : configuration de référence (gauche), écoulement contrôlé (centre) et différence entre les deux (droite) - $Re = 1.4 \cdot 10^6$ .....	157
Figure 146 : Modification des fluctuations de pertes de pression d'arrêt dans l'écoulement moyen : configuration de référence (gauche) et écoulement contrôlé (droite) - $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ....	158



Figure 147 : Positions de mesure des couches cisailées avec et sans contrôle.....	159
Figure 148 : Profils de pertes de pression totale ( $1-C_{pi}$ ) avec et sans contrôle au-dessus de la lunette pour trois positions - $Re = 1.4 \cdot 10^6$ .....	160
Figure 149 : Profils de turbulence avec et sans contrôle au-dessus de la lunette pour trois positions - $Re = 1.4 \cdot 10^6$ .....	160
Figure 150 : Densité spectrale de puissance normalisée et adimensionnée de la vitesse ( $X_s/L_L = 0.75$ , $Z = -40$ mm et $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ).....	161
Figure 151 : Evolution de $U_j$ en fonction de $p_j$ pour $f_j = 300$ Hz, $f_j = 350$ Hz et $f_j = 400$ Hz – MEMS convergents.....	162
Figure 152 : Evolution de $U_j$ en fonction de $f_j$ pour $p_j = 50$ mbar, $p_j = 75$ mbar et $p_j = 90$ mbar – MEMS convergents.....	163
Figure 153 : Ecart-type de la vitesse de jet $U_j$ en sortie d'un MEMS convergent pour toute la page d'utilisation nominale .....	163
Figure 154 : Profil de vitesse $U_j$ sur l'envergure du boîtier ( $f_j = 400$ Hz, $p_j = 80$ mbar) – MEMS convergents.....	164
Figure 155 : Evolution temporelle de $U_j$ pour a) $p_j = 100$ mbar / $f_j = 400$ Hz et b) $p_j = 50$ mbar / $f_j = 300$ Hz – MEMS convergents.....	165
Figure 156 : Schématisation des différents modes de fonctionnement observés – MEMS convergents.....	165
Figure 157 : Densité spectrale de puissance normalisée et adimensionnée de $U_j$ pour l'écoulement a) pulsé ( $p_j = 100$ mbar et $f_j = 400$ Hz) et b) pseudo continu ( $p_j = 50$ mbar et $f_j = 300$ Hz) – MEMS convergents.....	166
Figure 158 : Profils verticaux des vitesses minimales (pointillés longs), moyennes (continu) et maximales (pointillés courts), au centre du jet pour un convergent (vert) et un divergent (autres) - $p_j = 50$ mbar et $f_j = 50$ Hz, 100 Hz et 150 Hz – Résultats ESPCI [123].....	167
Figure 159 : Position de soufflage – MEMS Convergents .....	168
Figure 160 : Ecart-type de $U_j$ en fonction de $C_\mu$ et de $St_j$ pour $Re = 1.1 \cdot 10^6$ , $Re = 1.4 \cdot 10^6$ et $Re = 2.1 \cdot 10^6$ .....	168
Figure 161 : Réduction de $C_x$ – MEMS convergents ( $Re = 1.1 \cdot 10^6$ ).....	169
Figure 162 : Réduction de $C_x$ – MEMS convergents ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ ).....	169
Figure 163 : Réduction de $C_x$ – MEMS convergents ( $Re = 2.1 \cdot 10^6$ ).....	170
Figure 164 : Modification de l'écoulement moyen : a) configuration de référence, b) écoulement contrôlé et c) différence entre les deux - MEMS convergents - $Re = 1.4 \cdot 10^6$ .....	171
Figure 165 : Modification des fluctuations de pertes de pression d'arrêt dans l'écoulement moyen : a) configuration de référence et b) écoulement contrôlé - MEMS convergents - $Re = 1.4 \cdot 10^6$ .....	172
Figure 166 : Citroën C6 - véhicule d'essais.....	174
Figure 167 : Détails sur la construction des actionneurs hybrides - document Plastic Omnium.....	175

Figure 168 : Intégration extérieure du système de contrôle .....	175
Figure 169 : Visualisation pariétale de l'écoulement sur la lunette et le coffre de la C6 ( $U_0 = 30$ m/s) .....	176
Figure 170 : Description schématique de la position du décollement de lunette dans le plan médian .....	177
Figure 171 : Implantation des sondes lécheuses sur l'arrière de la C6 .....	177
Figure 172 : Evolution de trainée (coefficient $SC_x$ ) en fonction de la fréquence de jet $f_j$ - $Re = 1 \cdot 10^7$ .....	178
Figure 173 : Répartition de pression ( $C_p$ ) le long des lignes a) médianes et b) marginales, référence et cas contrôlé (convergent, $f_j = 50$ Hz et débit 520 l/min) - $Re = 8.4 \cdot 10^6$ .....	179
Figure 174 : Spectres de couche cisailée avec et sans contrôle - $Re = 8.4 \cdot 10^6$ - (cas contrôlé : convergent, $f_j = 50$ Hz et débit 520 l/min) .....	180

---

## TABLE DES TABLEAUX

---



Tableau 1 : Longueurs de bulle de recirculation relevées dans la littérature.....	47
Tableau 2 : valeurs de $C_x$ relevées dans la littérature .....	52
Tableau 3 : Valeurs de Strouhal mesurées au culot relevées dans la littérature.....	55
Tableau 4 : Valeurs de réduction de trainée obtenues par action sur le bulbe décollé .....	75
Tableau 5 : Valeurs de réduction de trainée obtenues par action sur les tourbillons longitudinaux .....	77
Tableau 6 : Grandeurs caractéristiques de la couche limite à 0.7 m du bord d'attaque du plancher .....	96
Tableau 7 : Quantités caractéristiques de la couche limite à 0.1 m en amont de l'arête.....	108
Tableau 8 : Paramètres de la couche cisailée pour $X/h_L = 0.1$ et $X/h_L = 0.5$ ( $Re = 1.4 \cdot 10^6$ et $Re = 2.1 \cdot 10^6$ ) .....	111
Tableau 9 : Récapitulatif des fréquences propres détectées dans le sillage.....	120
Tableau 10 : Récapitulatifs des résultats de contrôle, maquette Version 1 et électrovannes.....	151
Tableau 11 : Calcul du rendement du contrôle.....	173